

**„Beschreibung der Vorgänge beim Ultraschallkugelstrahlen
unter Berücksichtigung der Strahlintensität und der
Kugelbewegungen bei Parameteränderungen.“**

**Von der Fakultät für Umweltwissenschaften und Verfahrenstechnik der
Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus zur Erlangung des
akademischen Grades eines Doktor-Ingenieurs genehmigte Dissertation**

vorgelegt von

**Diplom-Ingenieur
Philipp Thümmler**

aus Dresden

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. habil. Ay (BTU Cottbus)

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. habil. Leyens (BTU Cottbus)

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. habil. Schulze (TU Karlsruhe)

Tag der mündlichen Prüfung: 17.12.2008

Danksagung

„Das Doktor-Werden ist eine Konfirmation des Geistes“

Georg Christoph Lichtenberg

Diese Doktorarbeit ist das Ergebnis meiner dreieinhalbjährigen Auseinandersetzung mit dem Thema Ultraschallkugelstrahlen bei der MTU Aero Engines GmbH München. Auseinandersetzung bedeutet stets, sich neue Bereiche zu erschließen, Wege einzuschlagen, bereits Gedachtes zu verwerfen, einen anderen Blickwinkel einzunehmen, sich immer und immer wieder dem Thema aufs Neue zu widmen, um letzten Endes zum Kern der Sache vordringen zu können. Das ist unzweifelhaft ein schwieriger Prozess. Ich möchte mich deshalb an dieser Stelle bei allen Beteiligten für den Zuspruch und die Unterstützung bedanken.

Mein besonderer Dank gilt meinem Mentor Herrn Dr. Erwin Bayer von der MTU Aero Engines GmbH, der mich in konstruktiven Gesprächen immer wieder auf den richtigen Weg gebracht hat. Vor allem die tief ins wissenschaftliche Detail gehenden Diskussionen brachten Erkenntnisse, die zu wesentlichen Bausteinen meiner Arbeit wurden.

Des Weiteren möchte ich mich bei den Herrn Professor Peter Ay (Lehrstuhl Aufbereitungstechnik) und Professor Christoph Leyens (Lehrstuhl Metallkunde und Werkstofftechnik) von der BTU Cottbus für die wissenschaftliche Betreuung meiner Arbeit und die Übernahme der Erst- und Zweitgutachten bedanken.

Großen Dank möchte ich Herrn Professor Volker Schulze von der TU Karlsruhe (Leiter Abteilung Fertigung und Bauteilverhalten am IWK I) aussprechen. Zum einen stand er mir als Gutachter mit fachlicher Expertise zur Seite, zum anderen wurde von ihm die wissenschaftliche Zusammenarbeit mit dem Lehrstuhl Institut für Werkstoffkunde I der TU Karlsruhe koordiniert. Hieraus entstanden in intensiver Zusammenarbeit mit Dipl.-Ing. Marc Zimmermann wichtige Erkenntnisse, die für das Prozessverständnis von elementarer Bedeutung sind.

Für die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen möchte ich Herrn Dipl.-Phys. Rainer Ostermayer danken. Gemeinsam wurden alle Hürden genommen, um hochwertige und damit computerunterstützt auswertbare Videoaufnahmen der Prozessabläufe zu erhalten.

Auch den Kollegen aus der Strahlerei und aus der Arbeitsvorbereitung, hier insbesondere den Herren Johann Öttl und Karl Heinz Hüttner, möchte ich meinen Dank zum Ausdruck bringen. Ohne ihre Unterstützung wäre so manche Versuchsreihe nicht zustande gekommen.

Den Kollegen aus der Entwicklungsabteilung, hier speziell den Herren Dipl.-Ing. Holger Polanetzki, Dipl.-Ing. (FH) Andreas Melzer und Dipl.-Ing. Michael Scheid möchte ich für die tatkräftige Unterstützung und Bearbeitung wichtiger Teilfragen danken. Meinem ehemaligen Teamleiter Herrn Dr. Matthias Schmidt danke ich für sein Engagement bei der Vergabe der Promotionsstelle.

Meiner Familie und hier besonders meiner Freundin Nicole Gläßer bin ich sehr dankbar, da sie es verstanden haben, mich in schwierigen Phasen mental wieder aufzubauen. Zudem war das Korrekturlesen, sowie die Unterstützung bei der Darstellung meiner Ergebnisse eine große Hilfe für mich.

Inhaltsverzeichnis

1	EINLEITUNG UND AUFGABENSTELLUNG.....	1
2	VERFESTIGUNG – WIRKUNGSWEISE UND VERFAHREN	3
2.1	ELASTISCH-PLASTISCHE DEFORMATION METALLISCHER OBERFLÄCHEN	3
2.2	ABSICHERUNG DER VERFESTIGUNGSWIRKUNG MECHANISCHER VERFESTIGUNGSVERFAHREN.....	8
2.2.1	Almenintensität, Sättigungszeit und Bedeckung	8
2.2.2	Messung der Partikelgeschwindigkeiten.....	12
2.3	MECHANISCHE VERFAHREN ZUR VERFESTIGUNG.....	13
2.3.1	Konventionelles Kugelstrahlen	15
2.3.2	Ultraschallkugelstrahlen	23
3	UNTERSUCHUNG DER EINFLUSSPARAMETER BEIM ULTRASCHALLKUGELSTRAHLEN MIT STRESSONIC..	33
3.1	GRUNDIDEE	33
3.2	VERSUCHSAUFBAU	36
3.3	VERSUCHSDURCHFÜHRUNG UND DARSTELLUNG DER ERGEBNISSE	40
3.3.1	Einfluss des Kugeldurchmessers	40
3.3.2	Einfluss der Strahlmittelmenge.....	42
3.3.3	Einfluss des Strahlmittelmaterials	46
3.3.4	Einfluss der Amplitude der Sonotrodenschwingung.....	50
3.3.5	Einfluss des Abstandes vom Bauteil zur Sonotrode	52
3.3.6	Einfluss des Kammerquerschnitts	53
3.3.7	Einfluss des Kammervolumens.....	56
3.3.8	Einfluss der Ausrichtung der Almenprobe zur Sonotrodenoberfläche	58
3.3.9	Einfluss der Probenausrichtung zur Sonotrode beim Einsatz eines Prallbleches.....	61
3.4	AUSWERTUNG DER UNTERSUCHUNGSERGEBNISSE	64
3.4.1	Strahlintensität.....	64
3.4.2	Sättigungszeit	70
3.4.3	Zusammenfassung	72
4	OBERFLÄCHENEIGENSCHAFTEN NACH DEM KUGELSTRAHLEN	74
4.1	BESTIMMUNG DER OBERFLÄCHENRAUHEIT AN STAHL- UND Ti6Al4V-PROBEN	75
4.2	BESTIMMUNG DER EINSCHLAGKRATERDURCHMESSER	79
5	BESTIMMUNG DER KUGELGESCHWINDIGKEIT BEIM US-KUGELSTRAHLEN	82
5.1	GRUNDIDEE	82
5.2	VERSUCHSAUFBAU UND PARAMETEREINSTELLUNGEN BEI DEN AUFNAHMEN	83
5.3	AUSWERTUNG DER AUFNAHMEN UND DARSTELLUNG DER MESSERGEBNISSE	84

6	ANALYTISCHES MODELL ZUR BESCHREIBUNG DER STRAHLENTENSITÄT BEIM US-KUGELSTRAHLEN	90
6.1	ERSTELLUNG EINES ANALYTISCHEN BERECHNUNGSMODELLS.....	90
6.2	MODIFIKATION DES ERSTELLTEN BERECHNUNGSMODELLS	96
6.2.1	Definition der Kugelgeschwindigkeit.....	96
6.2.2	Definition der geschwindigkeitsabhängigen Modellparameter.....	99
6.2.3	Intensitätsberechnung.....	103
6.2.4	Berechnung des Sättigungsverhaltens.....	104
6.3	BEWERTUNG DES BERECHNUNGSMODELLS	107
7	SIMULATION DER VORGÄNGE BEIM US-KUGELSTRAHLEN	109
7.1	AUFGABENSTELLUNG FÜR DIE SIMULATION	109
7.2	ENTWICKLUNG EINER SIMULATIONSSOFTWARE	110
7.3	VERIFIKATION DES SIMULATIONSMODELLS.....	117
7.4	SIMULATIONSERGEBNISSE VS. EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE	122
7.4.1	Strahlintensität.....	122
7.4.2	Sättigungszeit	128
7.5	ANWENDUNG DER SIMULATION AN EINER KOMPLEXEN BAUTEILSTRUKTUR	132
8	ÜBERTRAGUNG DER SIMULATIONSERGEBNISSE IN DAS ANALYTISCHE BERECHNUNGSMODELL.....	137
8.1	INTENSITÄTSBERECHNUNG	137
8.2	BERECHNUNG DES SÄTTIGUNGSKURVENVERLAUFS.....	138
9	ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK.....	140
I.	LITERATURVERZEICHNIS.....	143
II.	ANHANG	154
III.	EIDESSTATTLICHE ERKLÄRUNG	175

Symbolverzeichnis

\hat{a}	Schwingungsamplitude der Sonotrode	[μm]
a_0	Strahlmittelstrom	[$\text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2}$]
α	Einfallwinkel zwischen Kugel und Bauteiloberfläche	[$^\circ$]
α_B	Winkel Prallblech	[$^\circ$]
α_S	Winkel Sonotrode	[$^\circ$]
A_A	Oberfläche der Almenprobe	[mm^2]
A_d	bleibende gedehnte Oberflächenvergrößerung	[mm^2]
A_s	bleibende gestauchte Oberflächenverkleinerung	[mm^2]
A_{Ka}	Kammerquerschnittsfläche	[mm^2]
A_{Kr}	Kraterquerschnittsfläche	[mm^2]
A_q	Flächenquotient	[-]
$A_{Ka, \text{quer}}$	Kammerquerschnittsfläche	[mm^2]
$A_{Ku, \text{quer}}$	Kugelquerschnittsfläche	[mm^2]
A_{So}	Sonotrodenfläche	[mm]
β	Krümmungswinkel eines Almenstreifens	[$^\circ$]
d_{Ka}	Durchmesser der Strahlkammer	[mm]
d_{kr}	Durchmesser Kugelkrater	[μm]
$d_{kr, \text{max}}$	Maximaler Durchmesser Kugelkrater	[μm]
$d_{kr, \text{min}}$	Minimaler Durchmesser Kugelkrater	[μm]
$d_{kr, \text{mittel}}$	Mittlerer Durchmesser Kugelkrater	[μm]
d_{Ku}	Durchmesser der Strahlkugel	[mm]
$d_{Ku, N}$	Normierter Strahlmitteldurchmesser	[mm]
$d_{Ku, St}$	Standard-Strahlmitteldurchmesser	[mm]
d_{So}	Durchmesser der Sonotrode	[mm]
ε	Stoßzahl	[-]
ε_p	Energieanteil an plastischer Verformung	[-]
ε_v	Stoßzahl für Kugelgeschwindigkeit nach Aufprall	[-]
$\varepsilon_{v, Ku-Ku}$	Stoßzahl für Kugel-Kugel-Zusammenstöße	[-]
E_{Kin}	Kinetische Energie des Strahlmittels	[$\text{kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$]
f	Schwingfrequenz	[Hz]
h	Bogenhöhe – Höhe Durchbiegung der Almenprobe	[mm]

h_{Ka}	Abstand Bauteil und Sonotrode / Höhe der Kammer	[mm]
HB_{SG}	Brinell-Härte des Bauteilmaterials	[-]
I	Intensität (N, A oder C)	[mm]
l_0	Länge der neutralen Faser	[mm]
l_d	gedehnte Länge des Almenstreifens	[mm]
L_M	Messstrecke der Almenprobe	[mm]
m_{Ku}	Masse einer Einzelkugel	[mg]
m_{Sm}	Strahlmittelmenge	[g]
N, n	Anzahl an Strahlmittelkugel	[-]
n_{Kt}	Anzahl Kugeltreffer auf Bauteiloberfläche	[s ⁻¹ ·mm ⁻²]
ω	Winkelgeschwindigkeit	[s ⁻¹]
p	Flächenpressung einer Kugel	[Pa]
p_s	Strahldruck	[bar]
ρ_{Ku}	Dichte des Kugelmateri als	[g·cm ⁻³]
r_{Kr}	Kraterradius	[mm]
R_a	Mittenrauwert	[μm]
R_{max}	Maximale Rautiefe	[μm]
R_z	Mittlere Rautiefe	[μm]
s	Dicke des Almenstreifens	[mm]
s_F	Abstand der neutralen Faser	[mm]
t	Strahlzeit	[s]
T_1	Sättigungszeit	[s]
ϑ	Temperatur	[°C]
v	mittlere Geschwindigkeit in einer Geschw.-klasse	[m·s ⁻¹]
v_{Ku}	Geschwindigkeit einer Strahlkugel	[m·s ⁻¹]
$v_{Ku,0}$	Geschwindigkeit einer Kugel vor dem Bauteilaufprall	[m·s ⁻¹]
$v_{Ku,max}$	maximale Geschwindigkeit einer Kugel	[m·s ⁻¹]
$v_{Ku,L}$	Kugelnormalgeschwindigkeit zur Sonotrodenoberfläche	[m·s ⁻¹]
$v_m, v_{Ku,m}$	Mittlere Geschwindigkeit aus Geschwindigkeitsverteilung	[m·s ⁻¹]
$v_{So,max}$	maximale Geschwindigkeit Sonotrode	[m·s ⁻¹]
$v_w, v_{Ku,w}$	Wirkgeschwindigkeit aus Geschwindigkeitsverteilung	[m·s ⁻¹]
V_{Kr}	Volumen eines Kugelkraters	[mm ³]

Weitere Indizes

ber	berechnet
D	Deckel
exp	experimentell
Fe	Stahl
konv	konventionell
sim	simuliert
Ti	Titan
PE	Polyäthylen
POM	Polyoximethylen (Kunststoff)

Abkürzungsverzeichnis

FEM	Finite Element Methode
HGA	Hochgeschwindigkeitsaufnahmen
Sm1	Strahlmittel 1
Sm2	Strahlmittel 2
PE	Polyäthylen
POM	Polyoximethylen (Kunststoff)

Eingetragene Warenzeichen

Stressonic ist eingetragenes Warenzeichen der Firma SONATS SA, Frankreich

Saturation Curve Solver ist ein Warenzeichen der Progressive Technologies, Inc., USA

PEENSTRESSsm ist ein Warenzeichen von MIC, Metal Improvement Company, Inc., USA

LS-DYNA ist ein Warenzeichen der Livermore Software Technology Corp., USA

ABAQUS ist ein Warenzeichen der ABAQUS Inc., USA

Perthometer P4M der Firma Feinprüf Perthen GmbH, Deutschland

MATLAB ist ein Warenzeichen der The MathWorks, Inc., USA

1 Einleitung und Aufgabenstellung

Ohne die genaue Wirkungsweise zu kennen, wurden bereits vor Jahrtausenden verschiedenste Verfestigungsverfahren angewendet. Meist wurden dabei metallische Werkzeuge oder Bauteile durch eine entsprechende Behandlung widerstandsfähiger gegen äußere mechanische Krafteinwirkungen gemacht. So wurde im Mittelalter der Stahl eines Schwertes durch den Schmied nicht nur in die richtige Form gebracht, sondern gleichzeitig verfestigte das Hämmern die Oberfläche der Klinge. Seither wurden diverse andere mechanische Verfestigungsverfahren entwickelt, wie zum Beispiel das Kugelstrahlen oder das Festwalzen. Im Werkzeug- und Anlagenbau, in der Fahrzeugindustrie, sowie im Flugzeug- und Triebwerksbau sind diese Verfahren in unterschiedlichsten Ausführungen fest etabliert.

Dennoch gibt es immer wieder neue Herausforderungen für die bestehenden mechanischen Verfestigungstechnologien. Die kontinuierlich steigenden Anforderungen an Bauteile und Komponenten führen oft dazu, dass die herkömmlichen Verfestigungsverfahren nicht mehr angewendet werden können. Komplexe Bauteilgeometrien mit zum Teil sehr dünnen Wandstärken verhindern, dass die industriell weit verbreiteten konventionellen Kugelstrahlverfahren mit Druckluft oder Schleuderrad zum Einsatz kommen können. Durch die sehr große und punktuelle Energiedichte des Strahlmittelstroms kommt es nicht selten zu Materialverschiebungen oder starkem Bauteilverzug. Zudem ist es oft gar nicht möglich, alle erforderlichen Bauteilbereiche zu verfestigen, da die Zugänglichkeit nicht gewährleistet ist. Diese Probleme bringen die Notwendigkeit mit sich, innovative Verfahren zur Verbesserung der Oberflächengüte von z.B. Triebwerksteilen voranzutreiben.

Neben dem Laserschock-Verfestigen und dem Festwalzen wird der Bauteilbehandlung durch Ultraschallkugelstrahlen großes Potenzial zugesprochen, zukünftig neue Wege der mechanischen Verfestigung im Triebwerksbau zu ermöglichen. Trotz bereits vereinzelt bestehender Anwendungen ist der Wissensstand über die Wirkungsweise des Ultraschallkugelstrahlens derzeit noch sehr gering. Umfangreiche werkstoffwissenschaftliche Untersuchungen sind notwendig, um sicherzustellen, dass die zu strahlenden, thermomechanisch hoch beanspruchten Bauteile bei Verwendung des Ultraschallkugelstrahlens mindestens gleichwertige Verfestigungen erfahren, wie bei den bisher eingesetzten Verfahren. Unabhängig von diesen Ergebnissen müssen die Auswirkungen der Strahlparameterveränderungen beim Ultraschallkugelstrahlen untersucht werden. Erste Untersuchungsergebnisse hierzu existieren bereits,

nur beschränken sich diese auf sehr kleine Strahlkammern und für die Triebwerkindustrie nicht repräsentative Bauteilgeometrien. Für die Anwendung in der Luftfahrtindustrie zum Verfestigungsstrahlen von Scheiben oder Schaufeln müssen daher derzeit die optimalen Strahlparameter auf empirischem Weg gefunden werden.

Diese Arbeit stellt sich zum Ziel, das Verfahren Ultraschallkugelstrahlen umfassend unter Berücksichtigung aller potentiellen Einflussgrößen zu beschreiben. Dabei soll das Strahlergebnis über die Kenngröße „Strahlintensität“ erfasst und ausgewertet werden. Ist ein grundsätzliches Verständnis für die Effekte der verfahrensspezifischen Einflussgrößen erarbeitet, kann eine detaillierte Untersuchung der komplexen Kugelbewegungen bei diesem Strahlverfahren erfolgen.

Als ein weiteres Ziel dieser Arbeit soll die Möglichkeit geschaffen werden, den Strahlprozess entsprechend der gegebenen geometrischen Randbedingungen optimieren zu können. Bisher ist die Anpassung der Strahlparameter nur über eine Vielzahl von experimentellen Versuchen durchführbar. Der Bau entsprechender Strahlvorrichtungen, die Bereitstellung von Ausschuss- oder Dummy-Teilen und die zeitintensive Erstellung von Sättigungskurven bei unterschiedlichen Parametereinstellungen führen zu langen Vorlaufzeiten, bis das Verfahren letzten Endes zum Einsatz kommen kann. Auch kann schon eine kleine Designänderungen des zu strahlenden Bauteils zur Folge haben, dass eine Neueinstellung der Strahlparameter erforderlich ist. Zur Gewährleistung der Zeichnungsforderungen ist damit eine erneute Prüfung der sich einstellenden Strahlintensität notwendig, was wiederum intensive experimentelle Untersuchungen mit sich bringt.

Daher soll ein Weg gefunden werden, die experimentell ermittelte Parameterabhängigkeit in ein Berechnungsmodell einfließen zu lassen, welches die Strahlintensität bei definierten Randbedingungen ohne weitere empirische Untersuchungen zuverlässig berechnen kann.

Wünschenswert ist es zudem, die Kugelbewegung besonders bei komplexen Bauteilgeometrien realitätsnah darstellen zu können. Hier ist von besonderem Interesse, ob das Strahlmittel mit der gewünschten kinetischen Energie und in ausreichender Trefferzahl auch schwer zugänglich Bauteilbereiche trifft. Am Ende dieser Arbeit soll die Anwendbarkeit des Verfahrens für konkrete, auch schwer zu strahlende Bauteilgeometrien vorhergesagt werden können, ohne den Weg umfangreicher Untersuchungen gehen zu müssen.

2 Verfestigung – Wirkungsweise und Verfahren

2.1 Elastisch-plastische Deformation metallischer Oberflächen

Wirken auf metallische Körper Druckkräfte, so kommt es unterhalb der Streckgrenze des Materials zu einer rein elastischen Verformung des Körpers. In diesem Bereich der elastischen Dehnung tritt eine vollkommen reversible Formänderung auf, die keine Veränderung der Gitterstruktur des Metalls zur Folge hat.

Bei größeren Wirkkräften hingegen kommt es bei Überschreitung der materialspezifischen Streckgrenze zu einer Überlagerung von elastischer und plastischer Verformung. Bei allen Verfestigungsprozessen treten stets diese teilplastischen Vorgänge auf [1]. Hier findet eine Formänderung statt, die auch bei Krafterniedrigung oder vollständiger Entlastung nicht vollständig reversibel ist. Nur der elastische Verformungsanteil erfährt eine Rückbildung. Die nach der Überschreitung der Streckgrenze erfolgte plastische Verformung verhindert jedoch, dass der Körper gänzlich in die Ausgangsform zurückgeht. Ein Teil der eingebrachten Energie wird somit durch Erzeugung und Umordnung von Gitterstörungen, wie z.B. Versetzungen, in dem Bauteil gespeichert [2] [4].

Die Krafteinwirkung kann beispielhaft an einem Kugeleinschlag auf einen Metallkörper veranschaulicht werden (siehe Abb. 2.1-1). Bei dieser theoretischen Betrachtung soll die Masse des getroffenen Körpers (des Bauteils) um ein Vielfaches größer sein als die der Kugel.

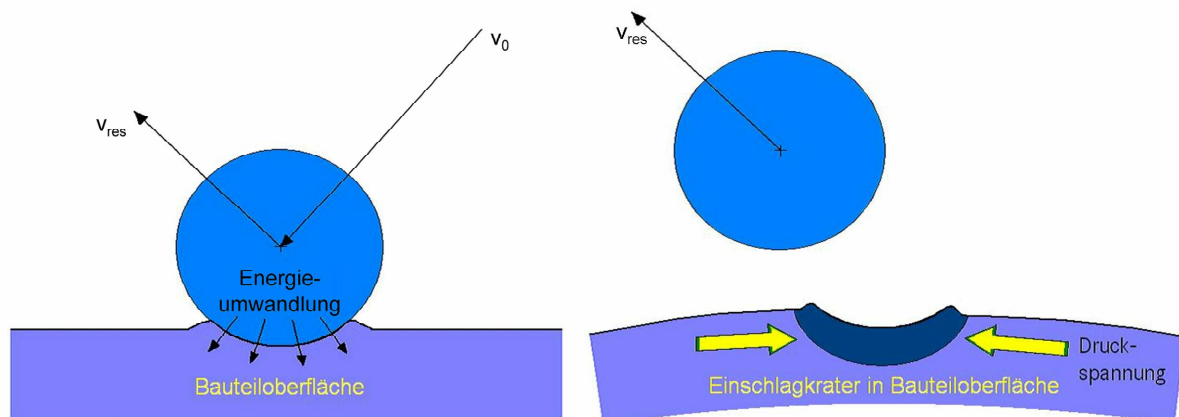


Abb. 2.1-1: Kugeleinschlag auf einer metallischen Oberfläche; links beim Kugelaufprall, rechts des Resultat des Einschlags [3]

v_0 ... Kugelgeschwindigkeit vor dem Aufprall

v_{res} ... durch den Aufprall resultierende Kugelgeschwindigkeit

Trifft nun eine Kugel mit der Geschwindigkeit v_0 auf die Oberfläche des Metalls, so findet zuerst eine punktuelle Berührung der beiden Körper statt. Auf die entstandene, sehr kleine Kontaktfläche wirkt eine extrem große Kraft, die über die Hertz'sche Kontaktgleichung beschrieben werden kann. Die Streckgrenze des getroffenen Körpers ist in diesem Punkt um ein Vielfaches überschritten.

Neben der oben beschriebenen Verformung der Oberfläche des getroffenen Körpers kommt es auch an der Kugel zu einer Verformung, die bei weit größeren Kugelhärten als der Materialhärte des Werkstücks aber weitestgehend elastischer Natur sind. Bei Annäherung der Strahlmittelhärte an die Härte des zu bestrahlenden Gutes wird zunehmend eine plastische Verformung des Strahlmittels zu beobachten sein. Je weicher das Strahlmittel im Verhältnis zum Werkstück ist, desto schlechter ist die Kraftübertragung auf das zu verfestigende Bauteil und die Strahlwirkung fällt nachweislich stark ab [6] [7] [8].

Beobachtet man das Eindringen der Kugel weiter, so wird die Kontaktfläche zwischen Kugel und Bauteil größer, während die Kugelgeschwindigkeit geringer wird und letztlich den Wert Null erreicht. Die zu diesem Zeitpunkt tiefster Kugelpenetration wirkenden Kräfte resultieren allein aus der in der elastischen Verformung des Bauteils und der Kugel gespeicherten Energie. Die Kugel unterliegt einer elastischen Stauchung, während das Bauteil im Einschlagkrater elastisch und plastisch gestreckt und unterhalb der Oberfläche gestaucht wird (Abb. 2.1-2).

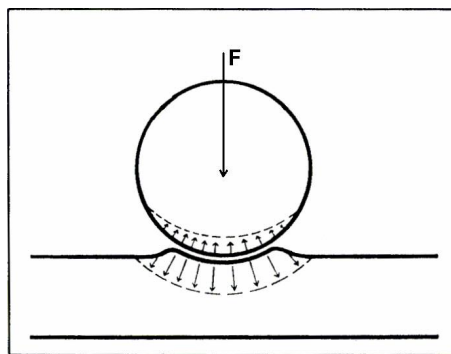


Abb. 2.1-2: Spannungsfelder beim Kugelaufprall [6]

F ... durch den Kugelaufprall wirkende Kraft

Das Bestreben der Kugel ist es, in den runden Ausgangszustand zurückzukehren. Dabei „stößt“ sich diese von der Bauteiloberfläche ab. Das Bauteil seinerseits strebt einem Spannungsausgleich entgegen, wobei der elastische Anteil der Verformung zu einer gewissen Beschleunigung der Kugel beim Austritt aus dem Kugelkrater führt. Die Kontaktfläche zwischen Bauteil und Kugel löst sich auf.

Die energetische Betrachtung eines Kugeleinschlages liefert folgende Definitionen:

Die Energie einer Kugel vor dem Aufprall kann beschrieben werden durch

$$E_{Kin} = \frac{m_{Ku}}{2} \cdot v_0^2 \quad \text{Formel 2.1-1}$$

Die durch den Kugeleinschlag übertragene Energie der Kugel auf das Bauteil kann nach *Herzog et al.* [2] definiert werden als

$$\Delta E_{Kin} = E_{Kin} \cdot (1 - \varepsilon^2) \quad \text{Formel 2.1-2}$$

Die Stoßzahl ε , auch Restitutionskoeffizient genannt, beschreibt den Anteil der während des Kugelaufpralls umgewandelten Energie. Bei einem teilelastischen Kugelaufprall ist $\varepsilon < 1$, wogegen rein elastische Stöße im idealisierten Fall keinen Verlust an kinetischer Energie zur Folge haben ($\varepsilon = 1$).

Diverse Ansätze zur Bestimmung des Restitutionskoeffizienten liefern *Wellinger* und *Breckel* in [1], *Fathallah et al.* in [9], *Hunter* in [10], *Hutchings* in [11], sowie *Reed* in [12], *Falcon et al.* in [13], *Goldsmith* in [14], *Sondergaard et al.* in [15] und *Tillet* in [16].

Besonders wichtig für die Größe des Restitutionskoeffizienten ist, so hat sich bei den Analysen herausgestellt, neben den Materialeigenschaften der zusammenstoßenden Körper die Geschwindigkeit des Aufpralls.

Resultierend aus den Kugeleinschlägen ergeben sich Einschlagkrater auf der Bauteiloberfläche, die neben der plastischen Streckung der Oberfläche ferner die Ausbildung von im Bauteil verbleibenden Eigenspannungen bewirken [2]. Die Tiefe des Eindrucks und die Ausprägung des Kraterrandes sind direkt abhängig von der Geschwindigkeit der Kugeln, der Härte des Bauteils (Strahlgut) und der Härte Differenz zwischen Strahlmittel und Bauteil [7] [17].

Der Aufprall des Strahlmittels sendet Druckwellen in das Bauteilinnere [18]. Durch die auftretende Reibung und der plastischen Verformung entsteht Wärme [1].

Die durch Kugeleinschläge entstehende Vergrößerung der Oberfläche (Streckung parallel zur Oberfläche im Bereich A, siehe Abb. 2.1-3) wird durch die tiefer liegenden, nur elastisch verformten Materialschichten (Bereich B) in ihrer Ausbreitung behindert.

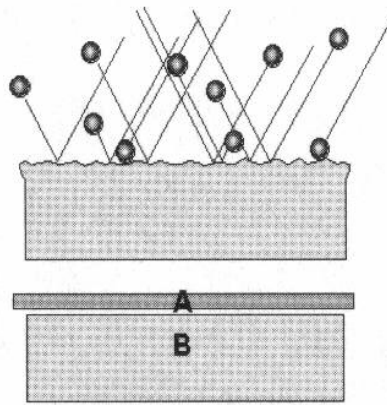


Abb. 2.1-3: Plastische Streckung der Oberfläche durch mehrfache Kugelschläge [19]

Die Kaltumformung des Materials führt zur Ausbildung von Druckeigenspannungen im oberflächennahen Bereich des Bauteils [20] [21] [22] (siehe Abb. 2.1-4, Teil a). Diese Druckeigenspannungen werden durch tiefer liegende Zugeigenspannungen ausgeglichen [23], so dass immer ein Spannungs- und damit Kräftegleichgewicht vorliegt [20].

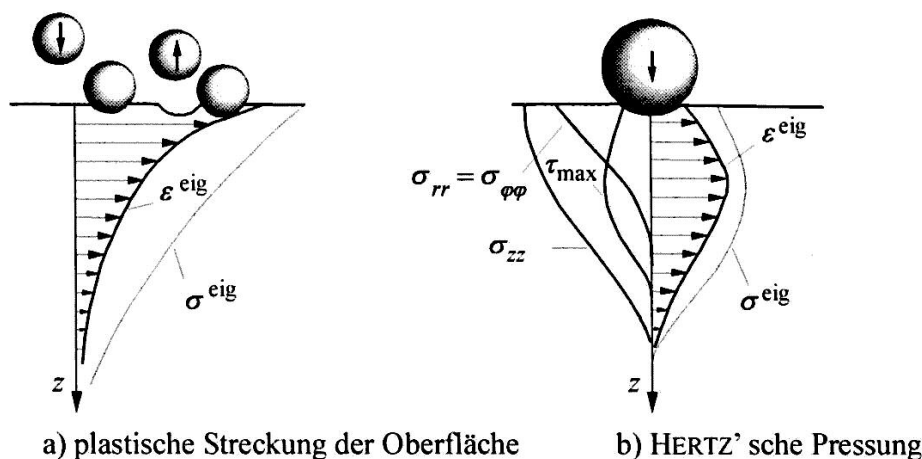


Abb. 2.1-4: Eigenspannungskomponenten durch die plastische Streckung der Oberfläche (Oberflächen-dehnung) und die Hertz'sche Pressung [24].

verwendete Symbole:

ε^{eig} ... radiale Dehnung

σ^{eig} ... Eigenspannung (hier Druckeigenspannung)

σ_{rr} , $\sigma_{\varphi\varphi}$, σ_{zz} ... von den Koordinaten abhängige Normalspannungen

τ_{max} ... maximale Schubspannung

z ... Tiefe der erzeugten Spannungen

Die zweite bedeutsame und besonders bei harten Materialzuständen auftretende Eigenspannungskomponente entsteht durch die so genannte Hertz'sche Pressung. Durch den hohen Druck in der Kontaktzone von Kugel und Bauteil kommt es kurzzeitig zu einem inhomogenen dreiachsigen Spannungszustand [4]. Dieser erzeugt durch die Überschreitung der material-

spezifischen Streckgrenze plastische Deformationen (Materialstauchung) unterhalb der Kontaktzone [2] [5]. Die maximale plastische Verformung, und somit das induzierte Eigenspannungsmaximum, liegt demnach unter der Bauteiloberfläche [5] [22] [25] (vgl. Abb. 2.1-4, b).

Durch den Effekt der Hertz'schen Pressung lassen sich auch bei sehr harten Werkstoffen positive Veränderungen der Randschichten durch Kugelstrahlen bewirken [4] [26]. Die effektiv am Bauteil messbaren Eigenspannungen resultieren aus der Überlagerung dieser beiden Eigenspannungskomponenten [2] [4].

Neben den in die Bauteiloberfläche eingebrachten Druckeigenspannungen verursachen die Kugeleinschläge eine Verfestigung des Bauteilmaterials. Analog zu den Vorgängen beim Kaltschmieden werden durch die Kugeleinschläge Versetzungen im Metallgitter erzeugt, die zu Blockaden in den Gleitebenen führen [3]. Mit steigender Versetzungsdichte steigt die Festigkeit. Gleichzeitig stellt sich eine Verringerung der Zähigkeit und des Dehnungsvermögens ein [3].

Für die Bestimmung der Strahlwirkung am Bauteil ist die Analyse der durch das Verfestigungsverfahren induzierten Eigenspannungen nicht üblich, da hierfür ein vergleichsweise hoher Messaufwand notwendig ist. Zudem findet bei abtragenden Messverfahren eine Bauteilbeschädigung statt, was in der Triebwerksindustrie bedeutet, dass vermessene Bauteile nicht ausgeliefert werden dürfen und damit Ausschuss sind. Daher kommt die Bestimmung der Eigenspannungen direkt am Bauteil nur in Einzelfällen zur Anwendung. Zur Beschreibung und Kontrolle der Strahlwirkung, für z.B. die Serienproduktion, ist ein alternatives Messverfahren notwendig.

2.2 Absicherung der Verfestigungswirkung mechanischer Verfestigungsverfahren

2.2.1 Almenintensität, Sättigungszeit und Bedeckung

Von John Almen wurde ursprünglich zur Absicherung der konventionellen Kugelstrahlprozesse (vgl. Kapitel 2.3.1) die Messung der Strahlintensität mittels Stahlplättchen (Federstahl SAE 1070 mit 44 – 50 HRC [27]) entwickelt. Heutzutage wird mit dieser Methode zudem ein Äquivalent zur Verfestigungswirkung anderer mechanischer Verfestigungsverfahren, wie dem Festwalzen oder dem Laserschockverfestigen (vgl. Kapitel 2.3) beschrieben. Das 1944 patentierte Verfahren [22] basiert auf dem Prinzip der Durchbiegung normierter Plättchen (Almenplättchen) durch den Beschuss mit Strahlmittel. Die durch den Kugeleinschlag eintretende plastische Streckung der Einschlagkrater ist verantwortlich für die konvexe Biegung der so genannten Almenprobe [28]. Die Durchbiegung, auch Bogenhöhe der Almenprobe genannt, wird mittels einer Messuhr bestimmt [29] (siehe Abb. 2.2-1).

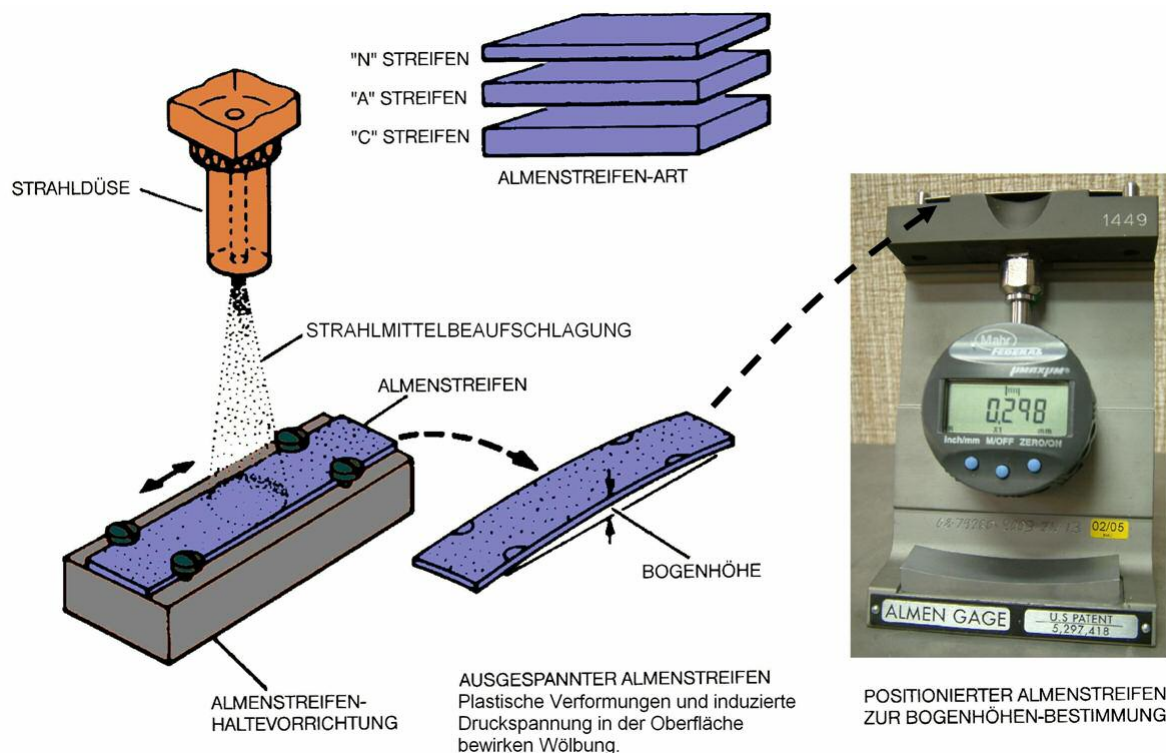


Abb. 2.2-1: Prinzip der Messung der Bogenhöhen von Almenproben [30]

Setzt man einzelne Almenproben unterschiedlichen Zeiten der Strahlbehandlung aus, so stellen sich verschiedene Bogenhöhen ein. Mit steigender Strahldauer steigt die Anzahl an Kugeleinschlägen, die plastische Streckung der Oberfläche wächst. Zeitgleich erfolgt eine Aufhärtung der Oberfläche des Probenmaterials. Diese Kaltverfestigung wirkt einer weiteren

plastischen Streckung entgegen und führt zur Sättigung der Almendurchbiegung [28]. Eine solche Sättigungskurve ist exemplarisch in Abb. 2.2-2 dargestellt.

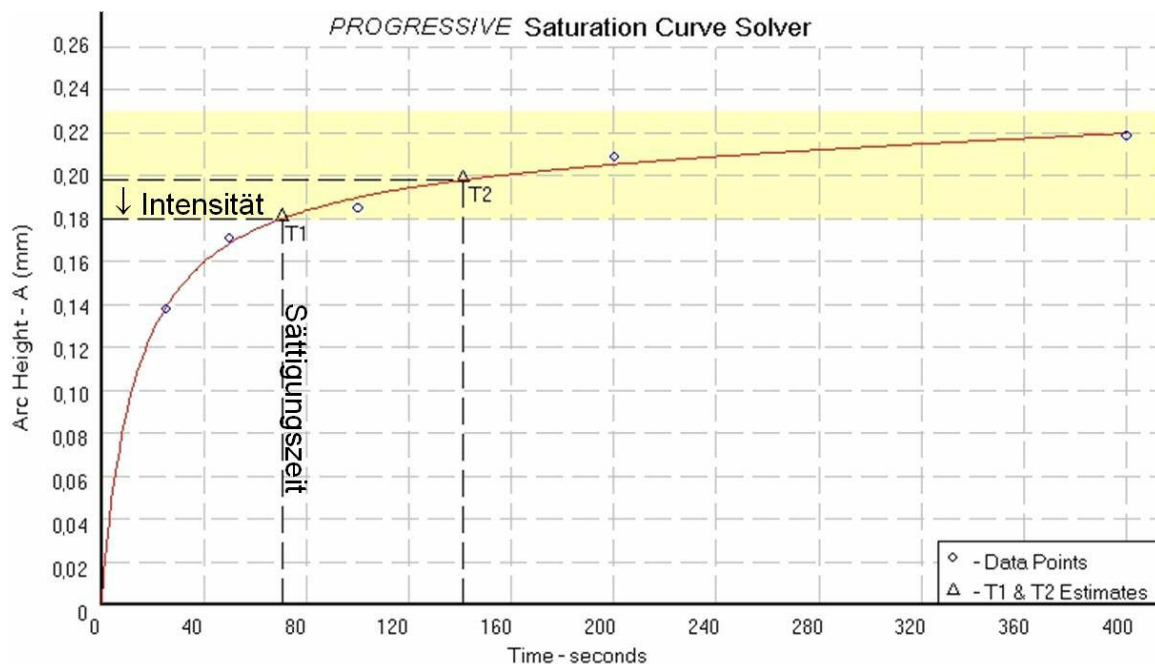


Abb. 2.2-2: Beispielhafte Sättigungskurve mit einer Strahlintensität von $I = 0,18$ mm A und einer Sättigungszeit von $T1 = 70$ s; Verwendung des Saturation Curve Solvers der Fa. Progressive

Aus deren Verlauf wird nun der eigentliche Messwert als Maß der Kugelstrahlwirkung bestimmt – die Strahlintensität, auch Almenintensität genannt (vgl. [22] [29] und [31]). Die Strahlintensität beschreibt den Wert der Bogenhöhe, bei dem die Durchbiegung der Almenprobe bei Verdopplung der Strahlzeit nicht mehr als 10% steigt. Die Strahlintensität selbst muss dabei nicht zwingend durch einen entsprechenden Messwert der Bogenhöhe nachgewiesen werden. Auswerteprogramme ermöglichen eine sehr genaue Interpolation des Messwerteverlaufs, so dass meist vier oder fünf Bogenhöhen zur eindeutigen Bestimmung der Strahlintensität genügen. Dennoch gilt: je größer die Anzahl an Messwerten, desto größer ist die Reproduzierbarkeit der aus den Kurven abgeleiteten Kennwerte. Am Sättigungspunkt, an dem die Strahlintensität definiert ist, wird zudem die Sättigungszeit $T1$ abgelesen. Die Aussagekraft dieses Wertes ist jedoch sehr beschränkt, da eine Übertragung der Sättigungszeit von Almenproben auf die Strahlzeit von Bauteilen meist nicht möglich ist. Durch die Wechselwirkungen zwischen Strahlmittel und Bauteilmaterial stellen sich Bedeckungszustände ein, die vom Almenprobenstrahlen abweichen können [32] [33]. Die Strahldauer für ein Bauteil wird daher allein über die tatsächliche und optisch zu prüfende Bedeckung am Bauteil definiert. In der Luftfahrtindustrie wird meist ein Bedeckungsgrad von 100% (real bestimmbar sind 98% [34]) angestrebt.

Zur Messung der von der Strahlanwendung abhängigen Intensitäten wurden drei verschiedene Stärken von Almenproben entwickelt. Speziell für die Bedürfnisse der Luftfahrtindustrie mit zum Teil sehr geringen Strahlintensitäten ist die N-Almenprobe ausgelegt [31]. Für mittlere bis hohe Intensitäten sind A- beziehungsweise C-Almenproben geeignet (Tab. 2.2-1).

Almenprobe	Höhe der Almenprobe	Einsatzbereich Intensität
N- Almenprobe	$0,79 \pm 0,024$ mm	$< 0,10$ mm A
A- Almenprobe	$1,29 \pm 0,01$ mm	$0,10 - 0,61$ mm A
C- Almenprobe	$2,39 \pm 0,013$ mm	$> 0,61$ mm A

Tab. 2.2-1: Almenproben-Arten mit verschiedener Probenhöhe und deren Einsatzbereiche [35]

Einen anderen Einsatzbereich der A-Almenproben gibt *Kirk* in [36] mit der Untergrenze $I = 0,15$ mm A an. In dieser Arbeit werden A-Proben jedoch bis $0,10$ mm A-Intensität eingesetzt. Bei Strahlintensitäten, die diesen Grenzwert unterschreiten, werden N-Almen verwendet, wobei für die graphische Darstellung die Intensitätswerte nach Formel 2.2-1 (basiert auf Messwerten [27]) in A-Intensitäten umgerechnet werden (weitere mögliche Umrechnungsfaktoren liefern *Bailey* und *Champaigne* in [37]).

$$I_N = 2,7 \cdot I_A$$

Formel 2.2-1

Die Änderung der Stärke der Almenproben hat nach *Bailey* und *Champaigne* keine Änderung der Sättigungszeiten zur Folge [38].

Die Schwankungen der Almenintensität, bedingt durch die Reproduzierbarkeit des Strahlprozesses und durch die spezifischen Eigenschaften der Almenproben, liegen bei $\pm 0,01$ mm A [27] [37]. Mehrfach wiederholte Messungen bei identischen Randbedingungen bestätigen diesen Bereich auch beim Ultraschallkugelstrahlen [27].

Für die Sättigungszeiten muss beim Ultraschallkugelstrahlen die Messwertschwankung mit ± 20 % angegeben werden. Hierfür durchgeführte Untersuchungen ergaben, dass bei mehrfacher Aufnahme von Sättigungskurven mit sehr großen Strahlzeiten die Abweichung der Absolutwerte der Sättigungszeiten stark zunimmt. Es genügen bereits geringste Veränderungen des Anstiegs der Sättigungsfunktion, um große Unterschiede in der Sättigungszeit zu erzeugen. Der Intensitätswert ändert sich dabei nur geringfügig. Dies unterstreicht die geringe Aussagekraft der Sättigungszeiten. Für die Reproduzierbarkeit und damit für die Kontrolle des Prozesses ist folglich allein die Strahlintensität von Bedeutung.

Von *Bailey* und *Champaigne* aufgeführte wissenschaftliche Untersuchungen zur Aussagefähigkeit der ermittelten Strahlintensität haben jedoch gezeigt, dass diese Größe zur Reproduzierung des Strahlprozesses einige Schwächen aufweist [38]. So zeigen neben dem auch Untersuchungen von *Herzog et al.* in [2], sowie von *Zinn* und *Scholtes* in [39], dass durch die Variation der Strahlparameter beim Kugelstrahlen zwar identische Intensitäten erzielt werden können, sich aber im Bauteil unterschiedliche Eigenspannungsverläufe einstellen. Eine Strahlparameterveränderung muss sich somit nicht zwangsweise in einer messbaren Intensitätsveränderung niederschlagen. Demzufolge kann die Intensitätsmessung als Nachweisverfahren über die Stabilität eines Strahlprozesses nur eingeschränkt Auskunft geben [2] [39].

Simpson und *Chiasson* zweifeln die Aussagekraft der Intensität in [40] sogar gänzlich an, wenn nicht der Einfluss der vielfältigen Strahlparameter auf die Bedeckung, sowie auf die Sättigung der Almendurchbiegung berücksichtigt wird. Die Autoren betonen, dass Rückschlüsse von der Intensität auf die Lebensdauer von Bauteilen unter Belastung nicht möglich sind.

Die Messung der Strahlwirkung mit runden Metallscheiben, anstelle von Almenplättchen durchzuführen, schlägt *Kirk* als Ergebnis seiner Untersuchungen in [41] und [42] vor. Der Vorteil dieser Geometrieänderung des Testplättchens liegt in der homogenen Ausbildung der Durchbiegung und in der sehr guten Skalierbarkeit der Probe auf die jeweilige Strahlsituation [41] [42].

Trotz dieser Bedenken wird die Intensitätsmessung durch Almenplättchen in der Praxis nach wie vor angewendet, auch wenn das Bewusstsein wächst, dass dieses Verfahren als Nachweis der Strahlwirkung eine nur eingeschränkte Aussagefähigkeit besitzt. In der industriellen Fertigung hat sich die Intensitätsmessung über Jahrzehnte etabliert. Auf Bauteilzeichnungen wird die geforderte mechanische Verfestigung über die Angabe der Strahlintensität definiert. Alle anderen Messgrößen zur Bewertung des Strahlergebnisses, wie z.B. die Messung des Eigenspannungsprofils, sind deutlich aufwendiger. Häufig ist dafür die Beschädigung des Bauteils durch z.B. Materialabtrag notwendig, die bei hochpräzisen und teuren Triebwerksteilen nicht akzeptabel ist. Daher wird kontinuierlich nach anderen Wegen gesucht, die bedeutsamen Einflussgrößen *Kugelgeschwindigkeit* und *Aufprallwinkel* mit der Intensität zu korrelieren. Die Auswirkungen auf das Spannungstiefenprofil und somit auf die Lebensdauer eines Bauteils zu beschreiben, ist Gegenstand weiterer wissenschaftlicher Untersuchungen, die hier nicht näher betrachtet werden sollen.

2.2.2 Messung der Partikelgeschwindigkeiten

Vereinfachungen in der Prozessüberwachung des Kugelstrahlens werden durch die Messung der Partikelgeschwindigkeiten erwartet. Erfahrungen hierfür liegen bereits aus dem Bereich des Kugelstrahlumformens vor [43]. Die Untersuchungsergebnisse zum Einfluss der Strahlmittelgeschwindigkeit auf die Intensität, die Sättigungszeit und die Bauteileigenschaften zeigen auf, dass Vorteile der Geschwindigkeitsmessung gegenüber der Bestimmung der Almenintensität existieren [27] [39]. Zudem haben auch *Browne et al.* in [44] festgestellt, dass durch eine Geschwindigkeitsüberwachung mit daran erfolgter Prozessparameteroptimierung eine noch genauere Reproduzierbarkeit des Strahlprozesses gewährleistet werden kann, als dies mit Almenproben der Fall ist. Auf diesem Weg kann zudem gezielt eine bessere Oberflächengüte auf dem Bauteil eingestellt werden [44].

Eine Möglichkeit der Geschwindigkeitsmessung von Strahlmittelströmen beim konventionellen Kugelstrahlen wird durch verschiedene Autoren, wie z.B. *Linnemann et al.* in [43], *Lecoffre et al.* in [45], sowie *Wüstefeld et al.* in [46], vorgestellt. Hierbei detektiert der optische Sensor einzelne Partikel im Strom und bestimmt die Zeit, welche diese bis zum Durchlaufen einer definierten Messstrecke benötigen. Mit Hilfe dieser Informationen lässt sich die Partikelgeschwindigkeit mit großer Genauigkeit ermitteln. Auch konnte so nachgewiesen werden, dass in weiten Bereichen des Strahlmittelstroms eine homogene Verteilung der Partikelgeschwindigkeiten vorliegt [43] [45] [46] [47].

Ein anderes, bereits älteres Verfahren wird durch *Andziak* in [48] beschrieben. Bei der so genannten „three-wheel“-Methode wird die mittlere Geschwindigkeit von Partikeln gemessen, indem der Strahlmittelstrom auf eine Scheibe mit 3 Spalten gelenkt wird. Durch die Öffnungen in der Scheibe wird nur ein geringer Teil der Partikel durchgelassen. Diese landen dann auf einer weiteren sich drehenden Scheibe. Durch die Drehung und den Auftreffpunkt lässt sich die Geschwindigkeit der Partikel berechnen [48].

Sehr wahrscheinlich wird sich die Geschwindigkeitsmessung zukünftig als Alternative zur Intensitätsmessung mittels Almenproben für die Überwachung der Prozessstabilität bei gerichteten Strahlmittelströmen etablieren. Eine Anwendung dieses Messverfahrens beim Ultraschallkugelstrahlen ist jedoch nicht möglich. Die vom Bauteil oder der Kammerwand reflektierten Kugeln liefern eine Vielzahl von Fehlimpulsen. Das ermittelte Geschwindigkeitsprofil steht in keinem realistischen Zusammenhang mit den in der Strahlkammer zu erwartenden Kugelgeschwindigkeiten. Daher muss eine alternative Methode zur Geschwindigkeitsbestimmung entwickelt und eingesetzt werden, welche die Geschwindigkeitsvektoren der Kugeln in möglichst allen Raumrichtungen erfassen kann und somit auswertbar macht (siehe Kapitel 5).

2.3 Mechanische Verfahren zur Verfestigung

Die Verfahren zur Veränderung der Oberflächeneigenschaften der im Maschinenbau, im Anlagenbau und im Flugzeugbau verwendeten Metalle und Legierungen sind vielgestaltig und werden durch innovative Ideen stetig erweitert. Die mechanische Verfestigung kommt überall dort zum Einsatz, wo thermische und thermochemische Verfestigungsverfahren (z.B. Einsatzhärten, Randschichtumschmelzung, etc.) nicht die gewünschte Art der Verfestigung liefern oder nicht wirtschaftlich auszulegen sind. Welches Verfahren eingesetzt wird, definieren die spezifischen Anforderungen der zu bearbeitenden Bauteile (Geometrie, Größe) und die gewünschte Form der Verfestigung im Hinblick auf die Lebensdauer verlängernde Wirkung.

Alle mechanischen Verfestigungsverfahren haben ein gemeinsames Ziel: durch eine mechanisch auf das Bauteil aufgeprägte Kraft sollen Druckeigenstressungen in der metallischen Oberfläche erzeugt werden, die den Widerstand gegen schwingungsinduzierte Rissbildung und Rissausbreitung erhöhen [5]. Dadurch kann in den meisten Fällen (abhängig von den Werkstoffeigenschaften) eine Schwingfestigkeitssteigerung gegenüber dem ungestrahlten Zustand eines Bauteils erreicht werden [5]. Weiterhin können durch die Randschichtverfestigung die Verschleiß- und Korrosionsbeständigkeit metallischer Werkstoffe erhöht werden [5]. Durch die bei der mechanischen Verfestigung auftretenden plastischen Verformungen der Oberfläche tritt eine Veränderung der Oberflächentopographie ein. Dies kann in einigen Fällen sogar primäres Ziel der Oberflächenbehandlung sein, wenn z.B. die Schmiermitteleinlagerung zwischen zwei Körpern erwünscht ist.

Zu den bekanntesten mechanischen Verfestigungsverfahren gehört das Kugelstrahlen, welches in verschiedenen Ausführungen (Schleuderrad, Druckluft) sehr breite Anwendung bei der Bauteilbehandlung findet. Alternative, für die industrielle Anwendung interessante Verfahren sind das Festwalzen, das Ultraschallkugelstrahlen, das Laserschockverfestigen, das Wasserstrahlverfestigen, sowie das Hämmern und das Aufdornen (speziell für Bohrungen geeignet) [5] [49]. Diese Aufzählung ist unvollständig, da kombinierte Verfahren ebenso dazu zählen. Beispiele sind das Verfestigen unter Vorspannung, bei erhöhten Temperaturen oder mit anschließender thermischer Behandlung zur Steigerung der Eigenspannungsstabilität und Wechselfestigkeit [50].

Auf der Suche nach alternativen Verfestigungsverfahren zum konventionellen Kugelstrahlen rücken zunehmend Verfahren in den Fokus, die eine große bis sehr große Verfestigungstiefenwirkung besitzen. Verfahren, die in dieser Hinsicht sehr großes Potential aufweisen, sind das Laserschock-Verfestigen, das Festwalzen und das Ultraschallkugelstrahlen.

Das Laserschock-Verfestigen wird erstmals in den 70-er Jahren des 20. Jahrhunderts beschrieben [5]. Es bedarf, anders als beim Kugelstrahlen, keines Strahlmittels. Der Verfestigungsimpuls wird bei diesem Verfahren durch einen hochenergetischen kurzgepulsten Laser erzeugt, der entweder auf eine dünne schwarze Lackschicht, ein schwarzes Klebeband oder direkt auf die oberste Schicht des Bauteils trifft [5] [51]. Dabei wird das Material direkt an der Oberfläche auf einer Fläche von wenigen Quadratmillimetern schlagartig verdampft. Durch einen dünnen Flüssigkeitsfilm auf der Bauteiloberfläche kann der explosionsartig entstehende Druckimpuls zusätzlich in Richtung Bauteiloberfläche gebündelt werden. Mit dieser Wirkungsweise lassen sich Bauteile punktuell und bis in große Bauteiltiefen (ca. 2 bis 2,5 mm) verfestigen [49] [51].

Wenn große Bauteilflächen randschichtverfestigt werden müssen, ist die lange Bearbeitungsdauer dieses Verfestigungsverfahrens von Nachteil. Die beschränkte Zugänglichkeit bei komplexen Bauteilgeometrien verhindert, dass dieses Verfahren autark angewendet werden kann. Aktuelle Forschungsarbeiten suchen nach Lösungen, um das Laserschock-Verfestigen in Bezug auf eine noch bessere Leistung des Lasers und eine flexiblere Handhabung des Prozesses zu optimieren [52].

Eine ebenfalls etablierte Alternative zum Kugelstrahlen stellt das Festwalzen dar, welches zu Beginn der 60-er Jahre des 20. Jahrhunderts wissenschaftliches Interesse weckte [53] und seither bereits Anwendungen in der Industrie findet. Bei diesem Verfahren werden frei beweglich gelagerte Kugeln oder Walzen unter Druck über die Bauteiloberfläche geführt. Die Tiefe der Verfestigungswirkung kann je nach aufgeprägtem Druck und Materialzustand bis zu 1 mm betragen [49]. Dieses Verfahren eignet sich besonders für die Verfestigung von Bauteilbereichen, die einfache, rotationssymmetrische Konturen aufweisen. Durch eine gleichzeitige Anwendung des Verfahrens an gegenüberliegenden Bauteilseiten können auch dünnwandige Bauteile weitestgehend verzugsfrei verfestigt werden. Eine zusätzliche Erhöhung der Schwingfestigkeit wird durch Hochtemperaturfestwalzen erzielt, die der erreichten Schwingfestigkeit beim Kugelstrahlen, Ultraschallkugelstrahlen, Laserschockstrahlen und konventionellen Festwalzen weit überlegen ist [54] [55].

Weitere Verfahren, die sich als Ergänzung zu den konventionellen Verfestigungsverfahren mit industrieller Anwendbarkeit darstellen, sind das Wasserstrahlverfestigen [56] [57] [58] oder das Aufdornen (Coinen) [56]. Weniger aussichtsreich ist das Verfestigen durch Blasenimplosion (Kavitationsverfestigung), da die Impulswirkung auf dem Bauteil nur unzureichend gesteuert werden kann [59] [60] [61].

Das UIT (engl.: Ultrasonic Impact Treatment – eine mit Ultraschall schwingende Sonotrode wird direkt über die Bauteiloberfläche geführt) eignet sich für die lokale, kleinflächige Verfestigung von z.B. Schweißnähten [62]. Hier ist jedoch die Gefahr der Schädigung des Bauteilmaterials durch die sehr hohe Energiedichte gegeben [62].

2.3.1 Konventionelles Kugelstrahlen

2.3.1.1 Aufbau und Funktionsweise

Unter der Bezeichnung „konventionelles Kugelstrahlen“ sind Strahlprozesse zusammengefasst, die das Verfestigen von Bauteilen, das Umformen von Bauteilen oder lediglich die gezielte Veränderung der Oberflächenstruktur zum Ziel haben.

Die am häufigsten eingesetzten Anlagentypen sind die Druckluftinjektor- (Abb. 2.3-1 a) und die für hohe Durchsatzraten bei einfachen geometrischen Anforderungen geeigneten Schleuderradanlagen (Abb. 2.3-1 b). Beide Typen zeichnen sich durch eine hohe Flexibilität bezüglich der Bauteilgeometrie und der sehr guten Reproduzierbarkeit der Ergebnisse aus.

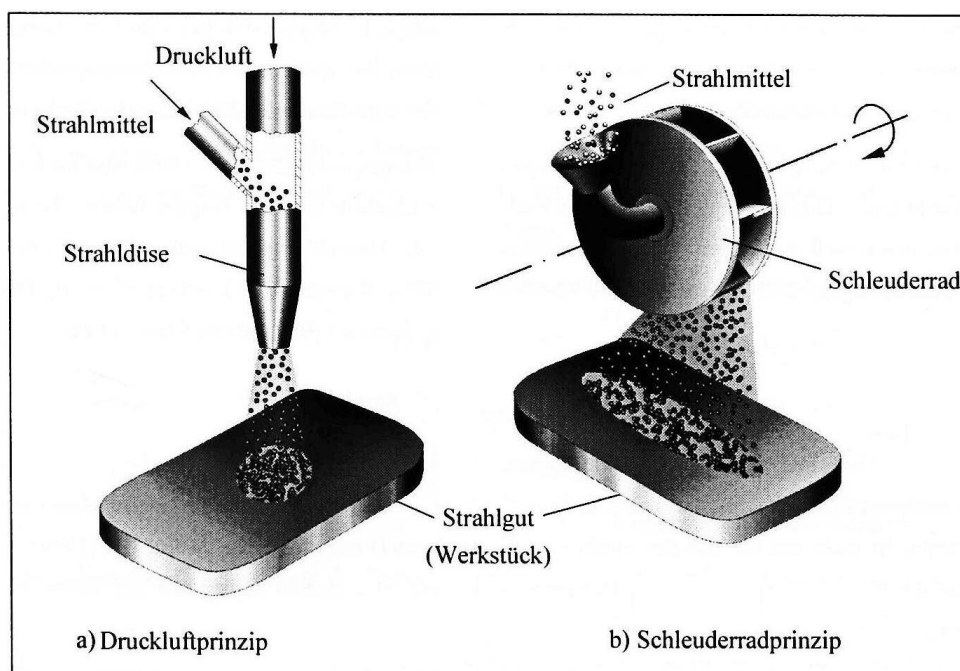


Abb. 2.3-1: Prinzipdarstellung konventioneller Strahlverfahren [24]; links durch Druckluft beschleunigtes Strahlmittel, rechts wirken Zentrifugalkräfte beschleunigend auf das Strahlmittel

Beim Injektorverfahren wird das unter Druck stehende Strahlmittel mit der Druckluft vermischt und über die Düse beschleunigt. Seltener angewandt ist die Gravitationsinjektormethode, welche die Erdanziehungskraft zur Beimischung des Strahlmittels zur Druckluft nutzt. Da hierdurch die Düsen weniger Freiheitsgrade zu Ausrichtung besitzen, führt dies zu einer deutlichen Reduzierung der Flexibilität der Anlage.

Eine ganz andere Art der Strahlmittelbeschleunigung kommt beim Strahlen mittels Schleuderrad zur Anwendung. Das Strahlmittel wird in die Mitte eines rotierenden Rades (das sogenannte Schleuderrad) zudosiert, von wo es durch die Wirkung der Zentrifugalkräfte an Geschwindigkeit gewinnt und durch eine Auswurföffnung auf das Bauteil geschleudert wird.

Das Umformstrahlen von Bauteilen verfolgt das Ziel, eine über die rein mechanische Verfestigung des Bauteils hinausgehende Konturveränderung zu erzeugen. So findet dieses Verfahren Anwendung, wenn einachsige oder mehrachsige gekrümmte, dünnwandige Integralbauteile für den Flugzeug- und Raketenbau hergestellt werden. Die Beschleunigung der Kugeln mit Durchmessern von 3 bis 8 mm erfolgt mit Druckluft oder vereinzelt allein durch die Gravitationskraft [63]. Die Einsatzgeschwindigkeiten sind mit 10 - 30 m/s [64] deutlich geringer als beim konventionellen Kugelstrahlen zum Verfestigen ($v_{0, \text{konv}} = 40 - 100 \text{ m/s}$) [65] [66]. Durch den höheren Impuls der Kugeln werden jedoch weitaus tiefer liegende Bauteilregionen plastisch verformt und verfestigt, was zu einer andersartigen Veränderung der Bauteilgeometrie führt (Abb. 2.3-2). Während sich ein dünner Metallstreifen bei geringen Verfestigungsgraden durch die induzierten Spannungen und die Streckung der Oberfläche konvex zum Strahlmitteleinfall durchbiegt, führen hohe Strahlmittelimpulse zu einer konkaven Bauteilverformung.

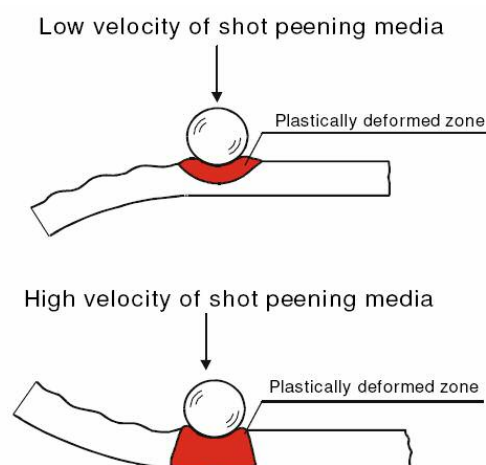


Abb. 2.3-2: Plastische Verformung eines Bauteils in Abhängigkeit der Strahlmittelgeschwindigkeit [67]

Auf die Topographie der Oberfläche kann beim konventionellen Kugelstrahlen strahlen durch die Wahl des Strahlmittels (z.B. Gusskugeln, Drahtkorn, Glasperlen oder Keramikperlen), des gewählten Luftdrucks und des eingestellten Strahlmitteldurchsatzes Einfluss genommen werden. Mit Glas- oder Keramikperlen wird primär das Ziel verfolgt, an die Bauteiloberfläche gestellte optische Ansprüche zu befriedigen [27]. Zusätzlich werden auch bei diesen Strahlmitteln mit sehr geringer Dichte und Partikelgröße Druckspannungen in die Bauteiloberfläche eingebracht, jedoch ohne dabei die Oberflächenrautiefen deutlich zu verändern [27].

Die Strahlparameter, die das Strahlergebnis beim Verfestigungsstrahlen maßgeblich beeinflussen, lassen sich wie folgt zusammenfassen (Abb. 2.3-3):

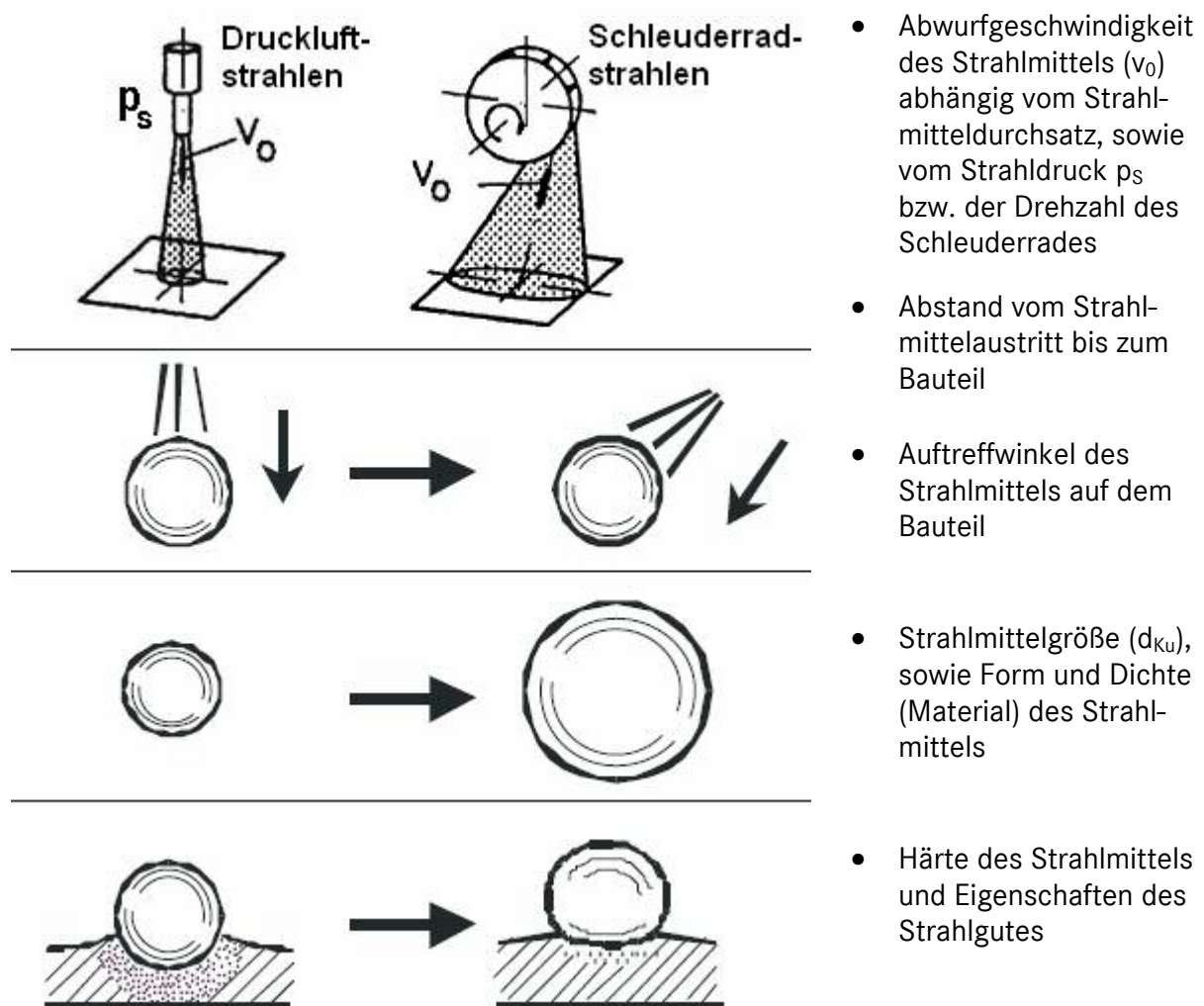


Abb. 2.3-3: Parametereinfluss beim konventionellen Kugelstrahlen [67]

2.3.1.2 Auswirkung der Strahlbehandlung auf Bauteileigenschaften

Die mit der Strahlbehandlung einhergehende Veränderung der Bauteileigenschaften in Abhängigkeit der Strahlparameter zu beschreiben, ist seit mehreren Jahrzehnten Gegenstand wissenschaftlicher Untersuchungen. Einen Überblick zum konventionellen Kugelstrahlen gibt *Tosha* in [68], der u.a. folgende Wirkung des konventionellen Kugelstrahlens aus den Arbeiten zurückliegender Jahre ableitet:

- Verbesserung der Ermüdungsfestigkeit (fatigue strength) durch Kugelstrahlen.
- Von größter Bedeutung sind die Eigenspannungen, die durch das Kugelstrahlen eingebracht werden.

Beispiele für solche Untersuchungen stellen *Schulze* in [5] und *Schütz* in [69] dar. Beide erläutern die Auswirkungen der Verfestigungsprozesse auf die Materialzustände nach der Behandlung und beschreiben die Vorteile des Kugelstrahlens auf das Dauerschwingverhalten von Bauteilen.

Horowitz berichtet in [6] von Untersuchungen mit einer Vielzahl verschiedener Strahlmittel und deren Wirkung auf die Bauteiloberfläche. Von *Tufft* werden die Auswirkungen der Standardstrahlmittel CCW14, CCW31 und CCW52 (besitzen unterschiedliche Nenngrößen) auf die Geschwindigkeit des Strahlmittelstroms und die Auswirkung auf die Materialeigenschaften nach der Verfestigung analysiert [70].

Die Auswirkung des Kugelstrahlens auf die Rauheit und deren akkurate Messung wird in dem Bericht von *Clausen* und *Stangenberg* analysiert. Da die Streuung einzelner Messwerte durch die zufällige Verteilung der Kugeleinschläge starken Schwankungen unterliegen kann, müssen mindestens zehn Einzelmessungen für eine statistische Absicherung der Messwerte erfolgen [71].

Weiterführende Untersuchungen über die Effekte des Strahlmittels, der Strahlmittelgeschwindigkeit und des Aufprallwinkels (Strahlwinkel) auf das Strahlergebnis wurden von *Meguid* in [72] und *Petit-Renaud* in [73] durchgeführt. Eine daraus von *Meguid* abgeleitete, sehr bedeutsame Erkenntnis ist, dass eine zu große Bedeckung der Oberfläche der Gesamtqualität des Bauteils schaden kann [72].

2.3.1.3 Beschreibung des konventionellen Kugelstrahlens durch Modelle

Ersten theoretischen Betrachtungen zur Ausbildung plastischer Verformungsbereiche und dem Eigenspannungsaufbau im Bauteil beim statischen Kugeleindruck auf der Oberfläche widmete sich *Al-Hassani* in [18]. Weitere statische Eindruckversuche, analog der Vorgänge bei der Brinell-Härteprüfung, wurden u.a. von *Wellinger* und *Breckel* in [1] sowie *Jinkui et al.* in [74] durchgeführt. Auf der Grundlage dieser Erkenntnisse wurden Modelle von *Al-Hassani* in [18] und [25] und *Al-Obaid* und *Al-Hassani* in [20] für die Dynamisierung des Prozesses und das Auftreffen mehrerer Kugeln auf dem Bauteil erstellt. Hier wird die Ausbildung einer Zone mit plastischer Verformung definiert und die Auswirkung der Strahlparameter darauf untersucht. Diese und weitere Ergebnisse können mit Abb. 2.3-4 zusammengefasst werden.

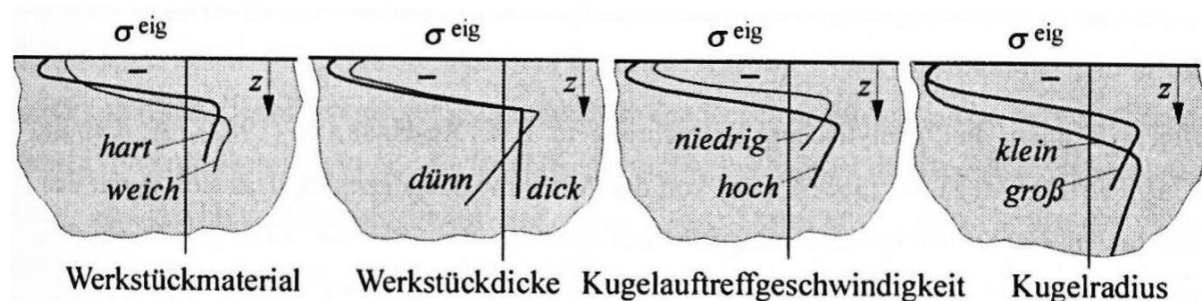


Abb. 2.3-4: Auswirkungen der Strahlparameter auf den Eigenspannungszustand [24]

Zakharchenko findet sehr gute Übereinstimmung zwischen seinen röntgenographisch bestimmten Eigenspannungswerten und dem von *Al-Hassani* analytisch ermittelten Zusammenhang zwischen Kugeldurchmesser und Tiefe der plastisch verformten Schicht [75].

In späteren Arbeiten von *Al-Hassani* [21] [76] werden die erstellten Modelle noch um die Almendurchbiegung (siehe Kapitel 2.2.1) erweitert. Ebenso gehen durch ihre Untersuchungen *Kirk* in [36], *Hills et al.* in [77], *Walton* in [78] und *Prantil et al.* in [79] auf die Auswirkungen der Eigenspannungen auf die Almendurchbiegung ein.

Schwerpunkte der Arbeiten von *Iida* [80] sind die getrennte Betrachtung der elastischen und plastischen Vorgänge beim Kugelstoß auf einer Platte, die Auswirkung der Hertz'schen Pressung und der Zusammenhang zwischen Kugelgeschwindigkeit und Eindringtiefe im Bauteilmaterial. Berücksichtigung findet, dass unterschiedliche Aufprallwinkel des Strahlmittels verschiedenartige Wirkungen auf dem Bauteil hinterlassen [80].

Weitere entscheidende Erkenntnisse über die Auswirkungen der Strahlparameter auf den Eigenspannungsverlauf im Bauteil wurden u.a. von *Herzog et al.* in [2], *Higounenc* in [19] und *Wick et al.* in [81] errungen. Abb. 2.3-5 veranschaulicht diese miteinander übereinstimmenden Ergebnisse der Arbeiten.

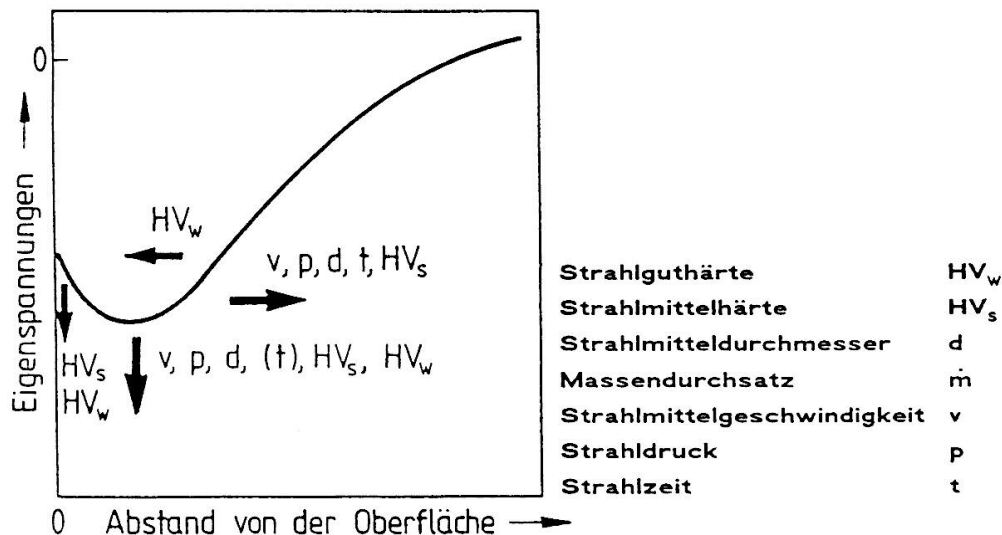


Abb. 2.3-5: Einfluss der Strahlparameter auf den Verlauf der Eigenspannungen [2]

Den Zusammenhang zwischen Bedeckungsgrad und induzierter Eigenspannung, sowie der Kaltverfestigungsrate beschreibt *Cammett* in [82]. Dabei ist nur eine sehr geringe Veränderung der resultierenden Eigenspannungen feststellbar, wenn die Strahlzeiten zwischen dem 0,1- und dem 4-fachen der Sättigungszeit variieren (Sättigungszeit vgl. Kapitel 2.2.1). Lediglich die Verfestigung des kugelgestrahlten Materials nimmt durch die erhöhte Anzahl von Vielfacheinschlägen auf der Oberfläche zu [82] [83].

Mit der Simulation der Eigenspannungsverteilung nach dem Kugelstrahlen setzen sich *Watanabe* und *Hasegawa* in [84] auseinander. Ein Ergebnis der durchgeführten Untersuchungen und Analysen ist, dass die maximale Strahlmittelgeschwindigkeit nicht zu einem Maximum an induzierter Druckeigenspannung führt. Durch die beim konventionellen Kugelstrahlen auftretenden hohen Partikelgeschwindigkeiten kommt es zu derart starken plastischen Verformungen an der Oberfläche, dass diese zur Ausbildung lokaler Zugspannungsbereiche in der Oberfläche führen können [24] (Abb. 2.3-6).

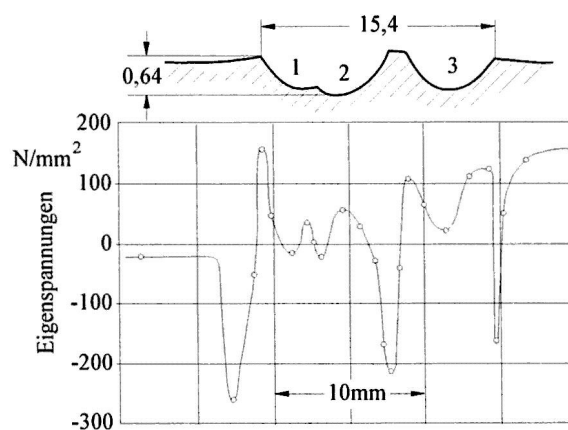


Abb. 2.3-6: Oberflächenspannungen im Bereich eines Dreifacheindrucks [24]

Weiter wird festgestellt, dass die Bedeckung des Bauteils keinen wesentlichen Einfluss auf den Maximalwert der Eigenspannung hat, jedoch steigt die Tiefe der Verfestigungswirkung mit zunehmendem Bedeckungsgrad, was sich mit den Aussagen *Cammetts* in [82] deckt.

In [85] verfolgen *Fathallah et al.* das Ziel, die plastische Deformation und die damit einhergehenden, im Material induzierten Eigenspannungen zu beschreiben. Die entwickelte SHOT-PEEN-Software ermöglicht die Berechnung der Eigenspannungen in Abhängigkeit von den Prozessparametern. Eine ganz ähnliche Software zur Berechnung der eingebrachten Eigenspannungen wird von der Firma MIC unter dem Namen PEENSTRESSsm vorgestellt [86]. Zur Ermittlung der Lebensdauer eines Bauteils kann diese Berechnung allerdings nicht verwendet werden. So bleiben die negativen Auswirkungen, von z.B. Microcracks oder der sich einstellenden Oberflächentopographie, auf das Lastwechselverhalten gänzlich unberücksichtigt [86]. Die Definition eines äquivalenten Strahlmitteldurchmessers zur Anpassung der Bedeckungsrate wird von *Chardin et al.* in einer auf der PEENSTRESSsm-Software aufbauenden Simulation eingeführt [87]. Auch der Bedeckungsgrad und die zufällige Bedeckung mit Kugeleinschlägen sind Teil dieser Neuerung. Es wird jedoch eingeräumt, dass dieser äquivalente Durchmesser Ungenauigkeiten bei der Eigenspannungsverteilung mit sich bringt, da die reale Strahlmitteldispersio n keine Berücksichtigung findet [87].

Wie schwierig die analytische Simulation der Eigenspannungsentwicklung ist, wird anhand des von *Khabou et al.* in [88] entwickelten Modells sichtbar. Hier wird deutlich, dass die analytische Simulation an unterschiedliche Metallhärten und Gitterstrukturen angepasst werden muss, da sonst eine zu große Differenz zwischen Simulationswerten und Messwerten entsteht [88].

Von *Scholtes* und *Vöhringer* werden mittels werkstoffkundlicher Untersuchungen die Ursachen für Randschichtveränderungen durch Kugelstrahlen ermittelt und bewertet. Hervorzuheben ist dabei die Erkenntnis, dass es durch ungünstige Strahlbedingungen zur Rissbildung in der Oberfläche des Bauteils kommen kann. Gefährdet sind dabei besonders harte Materialzustände bei großer Strahlintensität und weiche Materialien bei sehr großen Überdeckungsgraden [4]. Auch *Wohlfahrt* stellt fest, dass bei Stählen mit Dehngrenzen größer als 1000 N/mm^2 durch das Kugelstrahlen Härteabnahmen, also Entfestigungen zu beobachten sind, die eine geringere Wechselfestigkeitszunahme zur Folge haben können [26].

Neben den Festigkeits- und Eigenspannungsveränderungen sind die Strahlintensitäten und die Bedeckungszeiten auf den Bauteilen besonders wichtig für den industriellen Einsatz des Kugelstrahlens. Analytische Modelle zur Bestimmung des Bedeckungsgrades in Abhängigkeit vom Eindruckradius werden durch *Kirk* und *Abyaneh* in [89] beschrieben. Nach weiteren Optimierungen der Simulationsansätze durch *Abyaneh* wurde geschlussfolgert, dass die Annahme einer statistischen Zufallsverteilung der Kugeltreffer die Vorgänge beim konventionellen Kugelstrahlen sehr realitätsgetreu abbildet [83].

In den letzten 10 Jahren wurde eine große Anzahl an Berechnungs- und Simulationsmodellen entwickelt. Mittels FEM-Simulation (meist mit ABAQUS oder LS-DYNA) können nicht nur durch das Kugelstrahlen eingebrachten Eigenspannungen vorhergesagt werden, sondern auch die mikroskopischen Veränderungen (z.B. Verfestigung und Topographie) der Randschichtzustände durch das Kugelstrahlen realitätsgetreu abgebildet werden. Des weiteren müssen, wie bei *Schulze* in [90], auch die Werkstoffzustände durch vorhergehende Bearbeitungsschritte und das Verhalten unter Last nach dem Kugelstrahlen berücksichtigt und in einem Lebensdauermodell integriert werden. Weitere Beispiele der FEM-Simulation mit ABAQUS sind in Arbeiten von *Schwarzer* in [23], *Al-Hassani et al.* in [91], *Kyriacou* in [92], *Mellegard* in [93] und von *Levers* und *Prior* in [94] zu finden.

2.3.2 Ultraschallkugelstrahlen

Entsprechend der steigenden Anforderungen an die mechanische Verfestigung (z.B. geringer Bauteilverzug trotz großer Tiefenwirkung) treten zum konventionellen Kugelstrahlen andere Verfahren in Konkurrenz. Diese sind zum Teil bereits seit längerer Zeit bekannt (vgl. Kapitel 2.3), werden aber bisher in der Luftfahrtindustrie nur sehr selten angewendet. Alternative Verfahren befinden sich derzeit in der Entwicklung. Ein neuartiger experimenteller Ansatz diesbezüglich ist das Trowal-Verfestigen [95], welches aus dem Gleitschleifen abgeleitet ist. Hier sind die Kugeln sehr dicht gepackt. Die über schwingende Kammerwände eingebrachte Energie wird dabei von Kugel zu Kugel bis hin zur Bauteiloberfläche transportiert, wo der Verfestigungsprozess stattfindet.

Regt man die Kammerwände einer zum Bauteil hin geschlossenen Kammer mit Ultraschallfrequenz zur Schwingung an (z.B. $f = 20 \text{ kHz}$) und gibt nur wenige Kugeln hinzu, so entsteht ein neues Strahlverfahren – das Ultraschallkugelstrahlen. Das Verfestigungsprinzip ist dabei an das konventionelle Kugelstrahlen angelehnt, besonders wenn nur eine Wand, idealer Weise die Bodenfläche, zur Schwingung anregt. Die auf dieser Fläche aufliegenden Kugeln werden durch die Ultraschallschwingung in Bewegung versetzt, treffen mit hoher Geschwindigkeit auf das Bauteil und erfahren zu einem späteren Zeitpunkt erneut eine Impulsaufnahme bei wiederholtem Kontakt mit der schwingenden Bodenfläche.

2.3.2.1 Allgemeiner Aufbau des Verfahrens STRESSONIC

Ein in die Praxis umgesetztes und durch Patente geschütztes alternatives Strahlverfahren stellt STRESSONIC der Firma SONATS (Frankreich) dar. Hier werden im Vergleich zum konventionellen Kugelstrahlen sehr kleine Mengen an Strahlmittel in eine Strahlkammer gegeben. Diese Kammer bildet mit dem Bauteil und einer schwingenden Fläche einen geschlossenen Raum. Die Kugeln werden durch die eingebrachte Energie zur Bewegung angeregt und bewegen sich willkürlich durch die Strahlkammer. Dort treffen diese aus unterschiedlichen Richtungen auf das Bauteil und verfestigen die Oberfläche. Unterschiedlichste Bauteilkonturen sollen auf diese Weise behandelt werden können, ohne dass die Bauteilausrichtung einen Einfluss auf die Ausprägung der Strahlintensität über die Bauteiloberfläche hat [96].

Kernstück dieses Verfahrens ist das „akustische Element“, das die Impulsenergie auf die Strahlkugeln überträgt. Es setzt sich aus einem Stapel piezoelektrischer Plättchen (Impulswandler), Schwingungsverstärkern (Boosterhörnern) und der Sonotrode (dem Schwingkörper) zusammen (siehe Abb. 2.3-7).

Der piezoelektrische Wandler (Emitter) wird über einen Generator mit einem elektrischen Rechteckimpuls angesteuert und dadurch zur Schwingung angeregt. Dabei werden die Eigenschaften bestimmter Kristalle (z.B. PZT-Keramiken) ausgenutzt, die beim Anlegen eines elektrischen Feldes in Richtung ihrer polaren Achsen eine Stauchung oder Streckung in Feldrichtung erfahren.

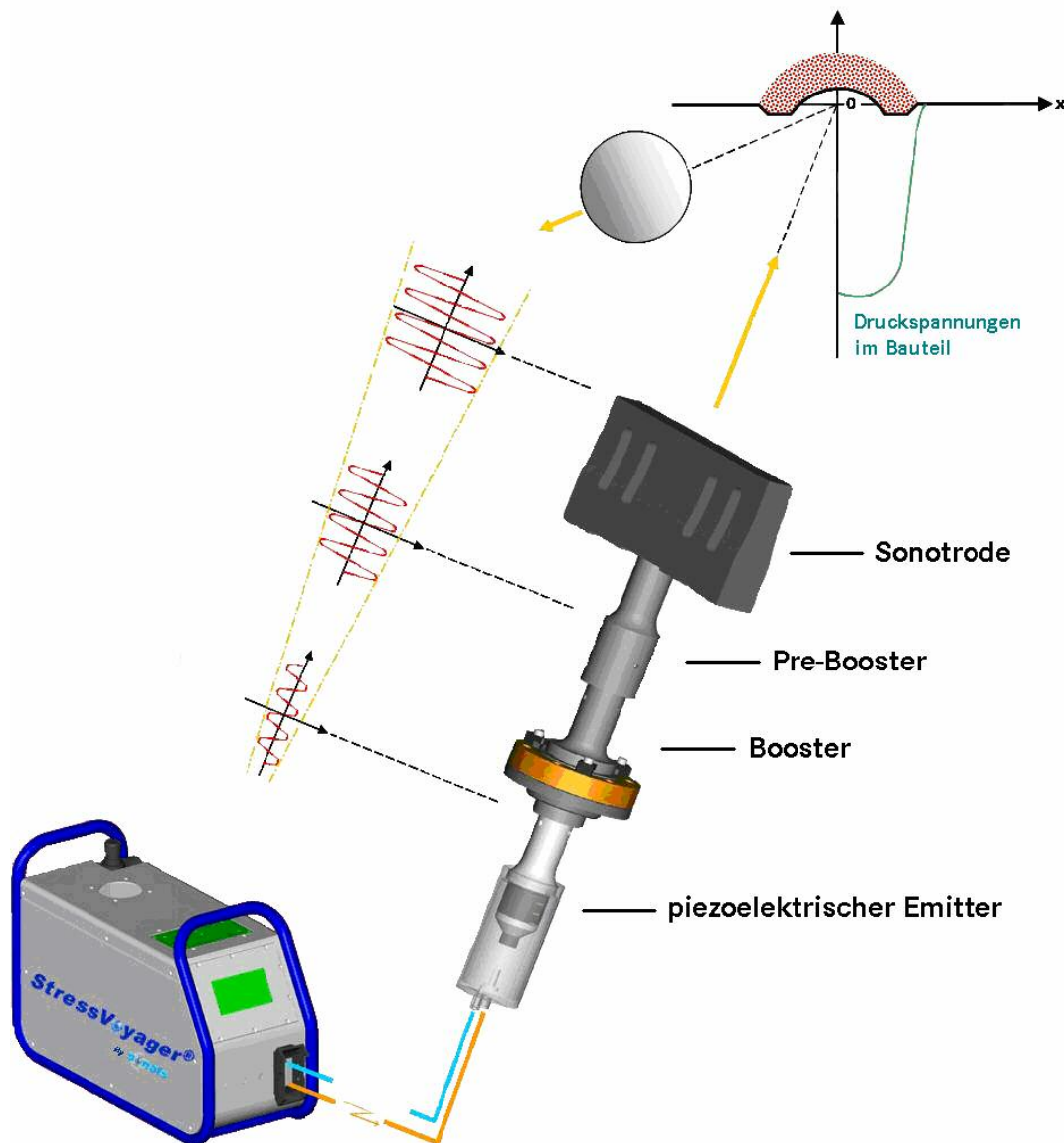


Abb. 2.3-7: Akustisches Element STRESSONIC [96]

Der Betrag der elektrischen Ladung, der aus der Änderung des Dipolmoments oder durch neu entstandene Dipolmomente resultiert, ist dabei proportional zu der mechanischen Beanspruchung [3] [98]. Ordnet man mehrere solcher Keramiksichten zu einem Stapel (engl.: piezo stack) übereinander und legt an diese parallel ein elektrisches Feld an, so lässt sich die Kontraktion der Keramik aufaddieren und technisch nutzen (siehe Abb. 2.3-8).



Abb. 2.3-8: Piezo Stack - links schematisch dargestellt [99] und rechts als Foto mit Anschlüssen zur elektrischen Impulsgebung

Die in dem Piezostapel erzeugten Schwingungen reichen in dieser Form jedoch nicht aus, um ein Strahlmittel derart zu beschleunigen, dass dieses mit dem geforderten Verfestigungsimpuls auf einem Bauteil auftreffen würde. Daher ist eine Verstärkung der Schwingung notwendig, die durch den Einbau von Verstärkern, so genannten Boosterhörnern, erreicht wird [96] [100]. Um die erforderlichen Schwingungsamplituden der Sonotrode für das Ultraschallkugelsstrahlen zu erreichen, kommen bei STRESSONIC zwei Boosterstufen (Booster und Pre-Booster) zur Schwingungserhöhung zum Einsatz. Diese bestehen aus Aluminium- oder Titanlegierungen und setzen sich aus zwei Teilzylindern zusammen, die durch ihre geometrische Ausführung eine Erhöhung der Amplitude bewirken.

Beide Teilzylinder einer Boosterstufe besitzen unterschiedliche Durchmesser. Der Teilzylinder mit großem Durchmesser sitzt dabei direkt an dem Piezowandler und nimmt die Schwingungsenergie auf. Der zweite Teilzylinder mit dem kleineren Durchmesser bündelt die Energie und leitet diese an den nächsten Booster oder die Sonotrode weiter (Abb. 2.3-9). Die Sonotrode selbst trägt durch die unterschiedlich großen Flächen von Unterseite und Arbeitsfläche zur Vergrößerung der Schwingung bei.

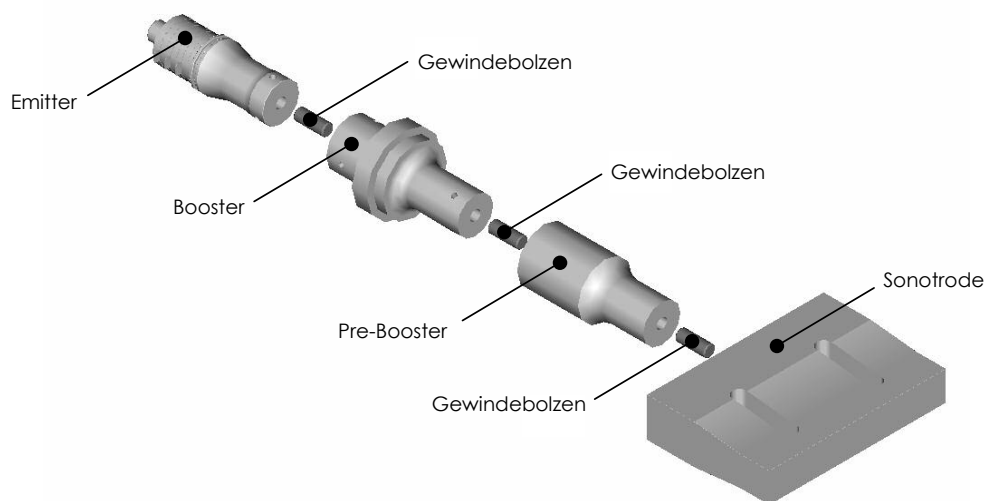


Abb. 2.3-9: Aufbau des akustischen Elements bei STRESSONIC [96]

Die Schwingung der Sonotrode erfolgt bei $f = 20 \pm 0,2$ kHz in Eigenfrequenz, um eine maximale Schwingungsverstärkung und somit eine größtmögliche Amplitude zu generieren. Je nach Form und Größe der Booster und Sonotroden können Doppelamplituden (Peak to Peak) von $\hat{a} = 20$ bis $160 \mu\text{m}$ erzeugt werden [96].

Wegen des niedrigen E-Moduls, der hohen Duktilität und großen Wechselfestigkeit werden Sonotroden vorzugsweise aus Titan oder Titanlegierungen hergestellt. Die Härte der Sonotroden beträgt 31 - 35 HRC (315-345 HV30).

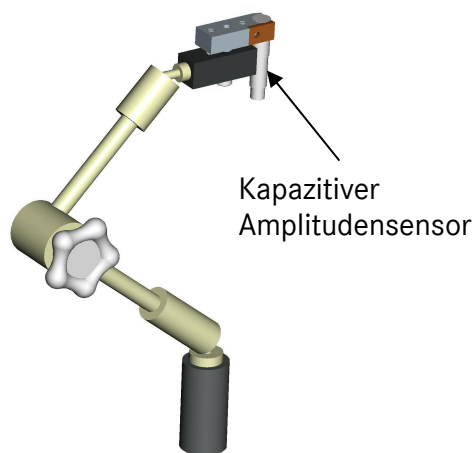


Abb. 2.3-10: Amplitudensensor [96]

Zur Überwachung der Sonotrodenschwingung und Messung der Amplitude wird unterhalb, und berührungsfrei zur Sonotrode, ein kapazitiver Sensor platziert (siehe Abb. 2.3-10). Für eine zuverlässige Messung muss der Sensor auf einen Abstand von $0,5 \pm 0,04$ mm parallel zur schwingenden Unter- oder Oberseite der Sonotrode positioniert werden. Diese Justierung wird durch die computerunterstützte Abstandsmessung erleichtert.

Da die Amplitudenmessung an der Unterseite der Sonotrode erfolgt, muss der sonotroden-spezifische Amplitudenunterschied zwischen Unter- und Oberseite der Sonotroden mit Hilfe eines experimentell ermittelten Korrelationsfaktors ausgeglichen werden [96].

Während des Betriebs erfolgt über die Steuerungssoftware im Generator ein kontinuierlicher Abgleich zwischen Soll- und Ist-Amplitude. Die Abweichungen der Schwingungsamplitude können somit bei ca. $\Delta\hat{a} = \pm 2 \mu\text{m}$ gehalten werden. Die festgelegten Grenzparameter für Frequenz, Schwingungsamplitude und Leistungsaufnahme der Sonotrode dienen zur Überwachung des Strahlprozesses und führen bei Erreichen zu einer unmittelbaren Beendigung des Strahlvorgangs.

2.3.2.2 Bekannte Grenzen von STRESSONIC

Beim Ultraschallkugelstrahlen werden Kugeln mit Durchmessern bis maximal $d_{Ku} = 5 \text{ mm}$ durch die Schwingung der Sonotrode zur Bewegung angeregt [96]. Das Strahlmittel kann damit deutlich größer sein, als jenes, das bei konventionellen Strahlverfahren üblicherweise zum Einsatz kommt. Bei beiden Strahlverfahren ist die Strahlmittelgröße dadurch limitiert, dass alle Bereiche, auch die sehr komplexer Bauteilgeometrien mit kleinen Innenradien, auf vollständige Bedeckung (siehe Kapitel 2.2.1) gestrahlt werden müssen.

Die Eigenfrequenz des Schwingensystems beträgt, wie soeben beschrieben, $f = 20 \pm 0,2 \text{ kHz}$. Soll der Energieeintrag in das Strahlsystem gesteuert werden, so kann dies lediglich über die nutzbare Oberfläche der Sonotrode sowie deren Schwingungsamplitude erfolgen. Für eine große Wirkfläche der Sonotrode müssen jedoch das Volumen und somit die Masse des Schwingkörpers erhöht werden. Wird weiter eine hohe Schwingungsamplitude zur Erzeugung hoher Strahlintensitäten benötigt, so kann dies aufgrund der großen Materialbeanspruchung eine deutliche Verkürzung der Lebensdauer des Schwingensystems zur Folge haben. Die Obergrenzen der technisch möglichen Schwingungsamplituden sind daher sehr restriktiv.

Ein geschlossenes Kammersystem lässt eine sehr deutliche Reduzierung der benötigten Menge an Strahlmittel im Vergleich zum konventionellen Kugelstrahlen mit Druckluft zu. Da kein Strahlmittel entweicht, muss kein kontinuierlicher Strahlmittelfluss aufrechterhalten werden, wie dies beim konventionellen Strahlen mit Auffangen, Aufbereiten und Rückführung in den Strahlprozess notwendig ist. Im Vergleich zu herkömmlichen Strahlverfahren, wo deshalb mehrere hundert Kilogramm Strahlmittel zum Betrieb einer Serienanlage notwendig sind, bedarf es beim Ultraschallkugelstrahlen nur wenige Gramm.

Durch das kleine, in sich geschlossene System ergibt sich für das Ultraschallkugelstrahlen eine zusätzliche Bedingung. Es muss ein Strahlraum geschaffen werden, der neben der Sonotrode und dem zu strahlenden Bauteil durch Wände definiert ist, welche das Strahlmittel möglichst verlustarm reflektieren. Auf diese Weise erfährt das Bauteil (Strahlgut) nicht nur Stoßvorgänge aus einer Vorzugsrichtung (z.B. wie bei einer Düse), sondern es stellt sich eine breite Streuung der Einschlagwinkel ein. Diese Winkelverteilung ist erwünscht und zählt zu den potentiellen Vorteilen des Ultraschallkugelstrahlens.

Im Gegensatz zu verdüstem (Abkühlung glühender Stahltropfen; engl.: Cast Steel Shot) oder verrundetem Strahlmittel (durch Einschießen verrundete Stahldrahtstücke; engl.: Cut Wire) kommen beim Ultraschallkugelstrahlen bevorzugt runde Kugeln in Kugellagerqualität zum Einsatz [101]. Durch das Nichtvorhandensein von Ecken und Kanten wird verhindert, dass

beim Strahlen z.B. Kerben als Initiationsort von Rissen entstehen. Zudem ist die geringe Bruchneigung dieser hochwertigen Kugeln beim US-Strahlen von Vorteil, da Strahlmittelfragmente zur unerwünschten Kerbbildung beitragen würden. Eine Strahlmittelaufbereitung während eines Strahlzyklus ist nicht notwendig. Ein weiterer zu erwartender Vorteil der Kugellagerkugeln ist, dass die Oberflächenrauheit des Bauteils beim Strahlen nur sehr gering ansteigt.

Das gesamte Schwingssystem STRESSONIC der Firma SONATS ist, vom piezoelektrischen Wandler bis zur Sonotrode, rund 500 mm lang. Ein flexibler und an die Kontur des Bauteils angepasster Einsatz der Sonotroden ist daher nur bedingt möglich. Abgesehen von der Länge des akustischen Elements ist eine weitere Einschränkung durch die Anwinkelung der Sonotrode gegeben. Wenn der Sonotrodenkippwinkel $\alpha_s > 70^\circ$ zum Strahlen bestimmter Bauteilflächen sein muss, führt dies in der Startphase des Strahlprozesses nachweislich zu Schwierigkeiten bei der Impulsübertragung auf die Kugeln [96]. Für eine reproduzierbare Startphase muss daher eine zusätzliche Initiator-Energiequelle (z.B. Druckluft) installiert werden (siehe Abb. 2.3-11). Vorwiegend wird, wenn es die zu strahlende Bauteilkontur erlaubt, jedoch mit einer horizontalen Ausrichtung der Arbeitsfläche der Sonotrode gearbeitet.

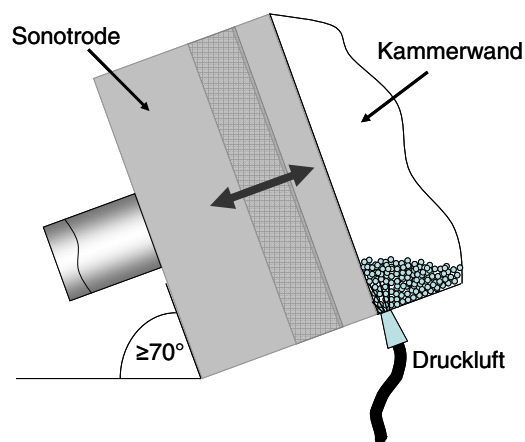


Abb. 2.3-11: Notwendigkeit der zusätzlichen Anregung der Kugeln beim Prozessstart durch Druckluft, wenn die zu strahlende Bauteilkontur eine starke Sonotrodenschrägstellung verlangt

Schwierig gestaltet sich zudem eine Veränderung der Struktur der Sonotrodenoberfläche – eine Geometrie Anpassung für spezifische Anwendungen ist nur sehr eingeschränkt möglich [96]. Symmetrisch und orthogonal zur Impulsachse verlaufende Oberflächenwölbungen, z.B. radiale Ringhöcker, sind technisch nur bedingt realisierbar. Diese Formveränderungen ziehen durch die auftretende Kerbwirkung einen deutlichen Verlust der Lebensdauer einer Sonotrode nach sich, was durch entsprechende FEM-Simulationen zur Berechnung der auftretenden Spannungen belegt werden kann [96].

2.3.2.3 Ultraschallkugelstrahlen in der Literatur

Die bisher verfasste Literatur zum Ultraschallkugelstrahlen lässt sich in zwei Bereiche unterteilen. Ein Teil beschäftigt sich schwerpunktmäßig mit der Anwendung, d.h. mit den Einsatzmöglichkeiten des Verfahrens. Der andere Teil widmet sich in aktuellen Studien der Untersuchung der Parametereinflüsse beim Ultraschallkugelstrahlen und der Möglichkeit, diese durch geeignete Simulationen nachzubilden.

Auf die Anwendung des Ultraschallkugelstrahlens mit entsprechender Verfahrensbeschreibung des Verfahrens STRESSONIC beziehen sich Artikel und Vorträge von *Hattori*, *Duchazeaubeneix* und *Watanabe*. Hierbei werden ausgewählte Parameter und die messtechnische Überprüfung der Strahlergebnisse beschrieben [101] [102] [103]. Die Anwendung von STRESSONIC wird z.B. an Zahnkränzen, Präzisionsfedern und Pleueln dargestellt [102]. Von *Tomaszewski* wurde die Anwendung von STRESSONIC zur Eigenschaftsverbesserungen von Aluminiumoxid-Keramiken geprüft, wobei hier eine sehr akkurate Parametereinstellung notwendig ist, um bei diesem Material Bauteilschäden vorzubeugen [104].

Die Wirkungsweise des Ultraschallkugelstrahlens bei der Verdichtung von metallischen Oberflächen untersuchen *Chardin et al.* in [105]. Neben der Untersuchung der Bedeckungsentwicklung auf Bauteiloberflächen konnte der Nachweis erbracht werden, dass mittels ultraschallbeschleunigter Kugeln eine Verdichtung von porösen Sinterkörpern möglich ist. Dabei wurden für die Untersuchungen unterschiedliche Sonotrodenformen verwendet [105] [106] (Abb. 2.3-12).

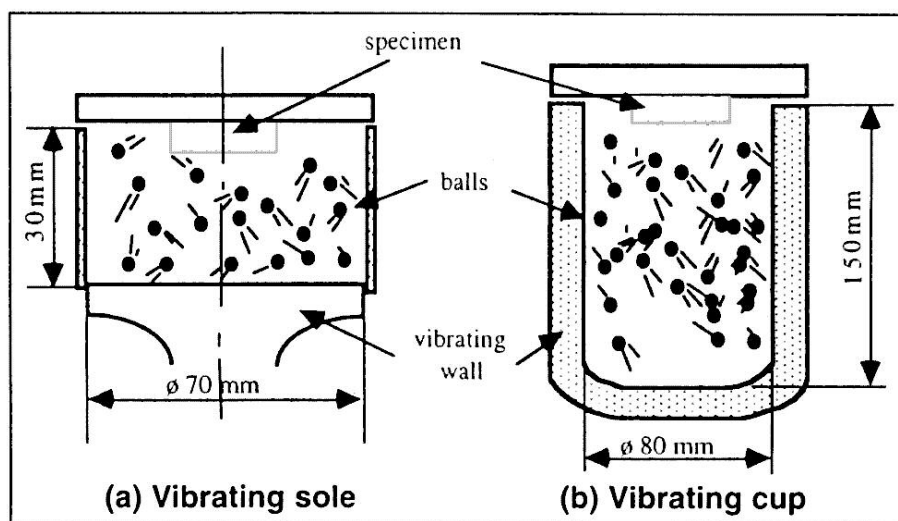


Abb. 2.3-12: Unterschiedliche Methoden zur Kugelanregung mittels Ultraschallschwingungen [105]

Die so genannte „Vibrating sole“ entspricht dem in dieser Arbeit verwendeten Aufbau mit einer horizontal ausgerichteten Sonotrodenoberfläche und dem parallel darüber angeordneten Bauteil. Die Verwendung einer „Vibrating cup“, einer mit Ultraschall vibrierenden Tasse ist ein weiterer Ansatz, die Strahlkugeln in Bewegung zu versetzen. In der Theorie wird auf diese Weise eine Verstärkung der Kugelimpulse von allen Kammerseiten erzeugt. In der Praxis bringt diese Ausführung jedoch keine Vorteile, wie *Chardin et al.* mit deren Studien nachweisen konnten. Bei der Variation der Strahlparameter Kugeldurchmesser und Strahlzeit wurden mit der „Vibrating cup“ deutlich schlechtere Verfestigungen erzielt [105].

Ähnliche Untersuchungen werden von *Abramov et al.* in [107] geschildert. Beide Anregungsformen, mit horizontaler Sonotrode und vollständig schwingender Kammer, zeigen nach Meinung der Autoren Potenzial für den industriellen Einsatz. Entgegen der Ergebnisse von *Chardin et al.* in [105] werden hier bessere Eigenspannungsverläufe erhalten, wenn die gesamte Kammerwand vibriert [107].

Bei Versuchen zur Steigerung der Verschleißfestigkeit wurde von *Banrabah et al.* in [108] die Ultraschallanwendung soweit abgewandelt, dass sowohl die Kammerwand als auch das Bauteil in Ultraschallfrequenz schwingen. Für große Bauteile ist diese Anwendung jedoch nicht zu empfehlen, da durch die auf das Bauteil übertragene Schwingung Mikrorisse entstehen [108]. Die Schädigung führt zu einem frühzeitigen Bauteilversagen.

Todaka et al. beschreiben in [65] Untersuchungen zur Ausbildung nanokristalliner Schichten in Stählen unter Verwendung sowohl des konventionellen als auch des Ultraschallkugelstrahlens. Dabei stellte sich heraus, dass die vom Strahlverfahren abhängigen unterschiedlichen Strahlmittelgeschwindigkeiten verschiedene Temperaturgradienten in den oberflächennahen Schichten bewirken [65]. Während beim konventionellen Kugelstrahlen Partikelgeschwindigkeiten von bis zu 100 m/s auftreten [65] [66] und das Strahlmittel überwiegend aus einer Richtung auf das Bauteil trifft, herrscht beim US-Kugelstrahlen eine weite Streuung der Kugelgeschwindigkeiten und Aufprallwinkel auf dem Bauteil. Die Kugelgeschwindigkeit ist dabei $v_{Ku} < 20 \text{ m/s}$ [65]. Beim Kugelstrahlen von Stahl lassen sich mit beiden Verfahren nanokristalline Schichten erzeugen, wobei jedoch das Volumen dieser Schicht beim konventionellen Kugelstrahlen größer ist [65].

Die beim Ultraschallkugelstrahlen in das Bauteil eingebrachten Eigenspannungen sind Gegenstand des Forschungsberichts von *Xing und Lu* [109]. Neben der Tatsache, dass Rissbildung durch in die Oberfläche eingebrachte Druckeigenspannungen behindert werden kann, wurde festgestellt, dass die Strahlwirkung sehr sensibel auf eine Abstandsänderungen des Bauteils zur Sonotrodenoberfläche reagiert [109].

Pilé et al. verweisen in ihrem Bericht darauf, dass in früheren Untersuchungen beim Ultraschallkugelstrahlen höhere Almenintensitäten erzeugt wurden, wenn Kugeln mit zwei Millimetern gegenüber Kugeln mit drei Millimetern Durchmesser Verwendung fanden [110]. Demnach wurden auch in den Experimenten von *Pilé et al.* unterschiedliche Kugeldurchmesser beim Ultraschallstrahlen von TiAl-Legierungen verwendet. Ergebnis ist, dass mit beiden Strahlmitteln sehr hohe Druckeigenstressungen bei Erhöhung der Oberflächenhärte und nur geringer Veränderung der Oberflächenrauheit gegenüber dem polierten Zustand erzeugt wurden [110]. Die chemische Zusammensetzung der TiAl-Legierungen kann einen Einfluss auf das Maximum der eingebrachten Spannungen (bis zu -1000 MPa) haben [110]. Um das Eigenspannungsprofil und die Oberflächenqualität beim Kugelstrahlen zu optimieren, wurden zusätzliche Versuche durchgeführt [111]. Hier wurden die Strahlmittelmenge, der Kugeldurchmesser ($d_{Ku} = 1$ und 2 mm), die Kammerhöhe und die Strahlzeit verändert. Von einem Einsatz von Kugeln mit Durchmesser $d_{Ku} = 3$ mm wurde abgesehen, da diese eine zu hohe Rauheit der Bauteiloberfläche erzeugen [111]. Nach den Ergebnissen dieser Studie haben die Strahlmittelmenge und das Kammervolumen keinen signifikanten Einfluss auf die Almenintensität. Dabei wurde allein die Höhe der Kammer variiert, der Abstand der Probe zur Sonotrodenoberfläche blieb jedoch konstant. Wird hingegen der Abstand (hier von 12,5 bis 25 mm) verändert, so sinkt die Intensität mit zunehmendem Bauteilabstand. Durch größere Kugeldurchmesser wird die maximale Druckeigenstressung nur gering beeinflusst, es kommt vielmehr zu einer besseren Tiefenwirkung der Strahlbehandlung [111]. Auf die Rauheit lassen sich positive Einflüsse mit zunehmenden Strahlzeiten feststellen [111]. Analysen des Ermüdungsverhaltens gestrahlter Proben zeigten jedoch, dass bei der verwendeten TiAl-Legierung (mit oberflächennahen Einschlüssen) durch das Ultraschallkugelstrahlen keine positiven Veränderungen gegenüber dem unbehandelten Zustand festzustellen sind [111].

Cochennec et al. beschäftigen sich in [112] mit der Erstellung einer FEM Simulation und der Validierung des Modells zum Ultraschallkugelstrahlen. Es werden Eigenspannungsprofile bei rein elastischen, sowie elastisch-plastischen Stößen berechnet und die Stoßzahl sowie der Kraterradius werden in Abhängigkeit von der Kugelgeschwindigkeit auf Aluminium ermittelt. Bei den Untersuchungen werden Kugelgeschwindigkeiten v_{Ku} bis 20 m/s betrachtet. Bei niedrigen Kugelgeschwindigkeiten erhält man Eigenspannungsprofile, die an der Bauteiloberfläche Bereiche mit Zugspannungen aufweisen. Mit Erhöhung der Kugelgeschwindigkeit verschieben sich diese jedoch weiter unter die Oberfläche [112]. Diese und andere von experimentellen Messwerten abweichende Ergebnisse lassen die Autoren zu dem Schluss kommen, dass zusätzliche Modifikationen des Modells erforderlich sind. Besonders unter der Maßgabe, das

Eigenspannungsprofil in Abhängigkeit der Strahlparameter vorhersagen zu können, sind diesbezüglich derzeit noch zu viele Ungenauigkeiten vorhanden [112].

Ähnliche Studien, in denen auch Aluminiumproben gestrahlt wurden, stellen *Micoulaut et al.* in [66] vor. Die Kammerwand aus Aluminium (sehr einfache, ideale Kammergeometrie) wurde für einige Versuche mit Polymer-Klebeband abgedeckt, um unterschiedliche Typen elastisch-plastischer Kammerwandzusammenstöße der Kugeln zu untersuchen. Durch Analysen der Einschlagkrater (bei Schwingungsamplituden der Sonotrode von 25 μm) wurden in der Strahlkammer Kugelgeschwindigkeiten von 2 bis 10 m/s ermittelt [66]. Durch die sehr weichen Kammerwandmaterialien (sehr geringe Stoßzahlen ϵ von 0,3 bis 0,6) wurden große Einflüsse auf das Strahlbild, also die Verteilung der Einschläge auf der Oberfläche, festgestellt. Eine Simulation liefert analoge Ergebnisse und zeigt auf, dass beim Ultraschallkugelstrahlen und unter Verwendung weicher Kammerwände (hohe Energieabsorption) inhomogene Bedeckungszustände am Deckel und an der Sonotrodenoberfläche erzielt werden [66]. Weiterhin wurde durch die Simulation bestimmt, dass die hauptsächlich auf dem Bauteil auftretenden Kugelaufprallwinkel zwischen 20° und 50° liegen. Auf der Oberfläche der Sonotrode hingegen werden vermehrt Aufprallwinkel von $\alpha > 50^\circ$ registriert. Einfallwinkel nahe 90°, also möglichst orthogonal zur Sonotroden- oder Bauteiloberfläche, treten selten auf [66].

3 Untersuchung der Einflussparameter beim Ultraschallkugelstrahlen mit STRESSONIC

3.1 Grundidee

Trotz der Tatsache, dass das Verfahren Ultraschallkugelstrahlen bereits zunehmend Anwendung in der Industrie findet, ist der wissenschaftliche Kenntnisstand über die genauen Vorgänge und Wirkungsweisen nicht sehr umfangreich. Die Wirkung des Ultraschallkugelstrahlens wurde bisher seitens der Wissenschaft als ähnlich der des konventionellen Kugelstrahlens postuliert, was zu einem geringen Interesse an intensiven Untersuchungen des Prozesses führte. Analysen des Eigenspannungstiefenprofils an konventionell und ultraschallkugelgestrahlten Proben haben gezeigt, dass trotz gleicher Strahlintensitäten unterschiedliche Spannungsverläufe existieren [27]. Somit stellt sich die elementare Frage, welche Unterschiede der Wirkmechanismen zwischen beiden Verfahren bestehen. Existieren wesentliche Besonderheiten, so müssen die Ursachen und deren Auswirkungen auf die Bauteileigenschaften ausführlich untersucht werden. Wichtig ist dabei stets ein Vergleich mit den Strahlergebnissen des konventionellen Kugelstrahlens, welches zumindest für bestimmte Einsatzbereiche durch das Ultraschallkugelstrahlen substituiert werden soll.

Zu Beginn dieser Arbeit soll daher der Einfluss aller potenziellen Strahlparameter beim Ultraschallkugelstrahlen untersucht und erfasst werden. Ziel ist es, den Prozess kontrollier- und steuerbar zu machen. Dafür müssen durch theoretische Vorbetrachtungen möglichst alle Parameter bestimmt werden, welche Einfluss auf die Strahlintensität, die Tiefe der Oberflächenverfestigung, die Ausprägung der Eigenspannungstiefenverläufe und die topographischen Eigenschaften nach der Strahlbehandlung haben können.

In das Versuchsprogramm zur Ermittlung der Parametereinflüsse werden folgende Parameter integriert:

- Eigenschaften des Strahlmittels (Material, Härte, Dichte, Rundheit der Partikel)
- Durchmesser des Strahlmittels
- Strahlmittelmenge in der Kammer
- Schwingungsamplitude der Sonotrode
- Abstand zwischen Bauteil und Sonotrode
- Abmaße der Strahlkammer
- Winkel zwischen Bauteil und Sonotrode

Die Anzahl der Parameter und die daraus resultierende Komplexität der Untersuchungen machen die Erstellung eines Versuchsplans notwendig. Dabei muss die Anzahl der Parametervariationen derart reduziert werden, dass trotz der gewünschten Aufwandsreduzierung alle notwendigen Informationen zum Verständnis des Prozesses generiert werden können. Um die Untersuchungen besser zu strukturieren, wurde ein Standardparametersatz definiert. Von dieser Parameterkombination ausgehend wird anfangs nur ein einziger der jeweiligen Parameter variiert. Die Untersuchungstiefe kann anschließend durch die Variation zweier oder weiterer Parameter ausgebaut werden. Die restlichen Strahlparameter bleiben konstant.

Nachstehende Entscheidungskriterien wurden bei der Standardparameterwahl berücksichtigt:

- **Kugelmateriale:** Es stehen zwei verschiedenen Strahlmittelmateriale zur Verfügung. Die Dichte des als Standard definierten Kugelmateriale (Strahlmittel 1, auch Sm1) wird mit $\rho_{Ku,St} = 1$ als normierte Materialdichte angegeben. Das zweite Kugelmateriale (Strahlmittel 2, auch Sm2) besitzt mit $\rho_{Ku} = 2 \cdot \rho_{Ku,St}$ eine doppelt so große Dichte. Ebenso unterscheiden sich die Härten beider Materiale um den Faktor zwei. Die Härte von Strahlmittel 2 ist doppelt so groß wie die von Strahlmittel 1.
- **Kugeldurchmesser:** Als Standard werden Kugeln des Strahlmittels 1 gesetzt, deren Durchmesser normiert mit $d_{Ku,St} = 1$ angegeben wird. Weitere Kugeldurchmesser stellen Vielfache dieses Wertes dar. Verwendet werden von Strahlmittel 1 Kugeln mit $d_{Ku} = 0,8 \cdot d_{Ku,St}$, $d_{Ku} = 1,5 \cdot d_{Ku,St}$ und $d_{Ku} = 2 \cdot d_{Ku,St}$, sowie von Strahlmittel 2 Kugeln mit $d_{Ku} = 0,91 \cdot d_{Ku,St}$ und $d_{Ku} = 1,2 \cdot d_{Ku,St}$ zum Einsatz.
- **Strahlmittelmenge:** Als Standardstrahlmittelmenge wird $m_{Sm,St} = 1$ als normierter Wert festgelegt. Variationen der Kugelmenge erfolgen über entsprechende Vielfache dieses Wertes.
- **Sonotrodenamplitude:** Als Standardwert wird die normierte Amplitude $\hat{a}_{So,St} = 1$ definiert. Untersuchte Veränderungen der Schwingungsamplitude sind $\hat{a}_{So} = 2/3 \cdot \hat{a}_{So,St}$ und $\hat{a}_{So} = 4/3 \cdot \hat{a}_{So,St}$.
- **Sonotrodenabstand:** Der Abstand der Sonotrode zur Bauteilfläche (hier dem Almenblock mit Almenprobe) kann beliebig variiert werden. Der normierte Standardabstand wird auf $h_{Ka,St} = 1$ gesetzt. Minimaler Abstand des Bauteils zur Sonotrode ist $h_{Ka} = 0,4$. Für eine sinnvolle Strahlbehandlung sollte der maximale Abstand nur so groß gewählt werden, dass die von der Sonotrode aufgenommene Energie ausreicht, einzelne Kugeln bis zum Bauteil zu bewegen. Der maximale in diesen Untersuchungen verwendete Abstand beträgt $h_{Ka} = 3,4$.

- **Kammerdurchmesser:** Die Kammerwände für diese Versuchsreihe sind aus PE-Rohren hergestellt. Der kleinste verwendbare Kammerdurchmesser richtet sich nach der Größe einer Almenprobe, wenn der Aufwand der Erstellung von Vergleichskurven bei nicht vollständig bedeckten Almenproben vermieden werden soll. Dieser liegt daher bei $d_{Ka} = 75 \text{ mm}$. Als weitere Kammerdurchmesser wurden $d_{Ka} = 90 \text{ mm}$ und 120 mm ausgewählt. Der größte Kammerdurchmesser $d_{Ka} = 120 \text{ mm}$ bietet genug Raum, um einen schwenkbaren Almenblock am Deckel und somit in der Kammer zu positionieren. Standardkammerdurchmesser ist deshalb $d_{Ka,St} = 120 \text{ mm}$.
- **Winkel von Sonotrode zu Bauteil:** Beim Aufbau der Probenkammern befindet sich der Kammerdeckel mit Almenhalter immer in einer parallelen Position zur horizontal ausgerichteten Oberfläche der Sonotrode ($\alpha = 0^\circ$). Der Winkel des Almenhalters kann nur bei Kammern mit Durchmesser 120 mm verändert werden. Dieser Almenblock ist um 360° schwenkbar. In den kleineren Kammern ist der Einbau eines schwenkbaren Almenhalters nicht möglich. Genauere Ausführungen hierzu sind im nachfolgenden Kapitel 3.2 unter den Erläuterungen zum Versuchaufbau zu finden.

Aufgenommen werden vollständige Sättigungskurven aus mindestens vier, meist fünf oder sechs Bogenhöhen. Die daraus ermittelte Strahlintensität wird für die Auswertung der Messergebnisse herangezogen. Die Sättigungszeiten sollen in dieser Arbeit nur zur groben Abschätzung dienen, welchen Einfluss die Variation einzelner Parameter auf die finale Behandlungszeit eines Bauteils haben kann.

Der definierte Standardparametersatz ist in Tab. 3.1-1 zusammengefasst und dient bei der Versuchsdurchführung sowie der Auswertung als Referenzpunkt.

	Standardparameter
Kugelmateriale	1
Kugeldurchmesser d_{Ku}	1
Strahlmittelmengem m_{Sm}	1
Sonotrodenamplitude \hat{a}	1
Abstand Sonotrode/Bauteil h_{Ka}	1
Kammerdurchmesser d_{Ka}	120 mm
Winkel Sonotrodenoberfläche zu Bauteil α	0° (parallel)

Tab. 3.1-1: Definierter Standardparametersatz mit teilweise normierten Werten

Die SonotrodengröÖe und -form wurde bei den Versuchen nicht verändert. Es wird ausschließlich mit einer runden Sonotrode ($d_{So} = 72 \text{ mm}$) aus Titan mit der Härte 31 - 35 HRC gearbeitet.

3.2 Versuchsaufbau

Kern der Versuchsanlage ist die Sonotrode, die auf einem Aluminiumrahmen mit einer Positioniervorrichtung zum Verstellen in X-, Y- und Z-Richtung montiert ist. In Abb. 3.2-1 sind zudem der Generator, die Amplitudenüberwachungseinheit und die separate Bedieneinheit zur Programmierung der Sonotrodenschwingung zu sehen.

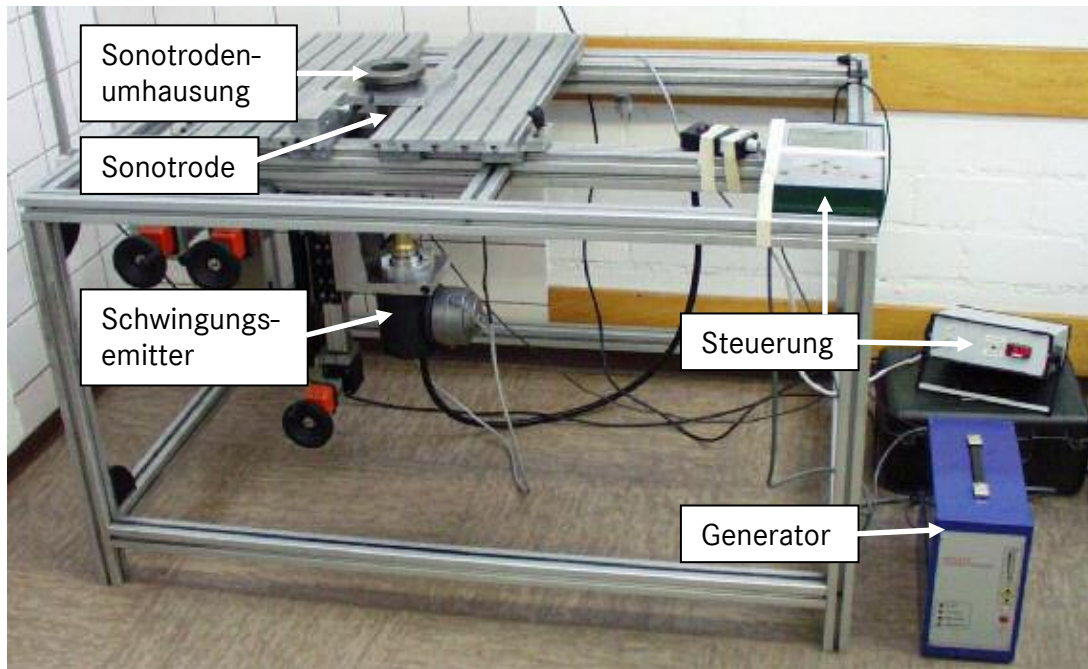


Abb. 3.2-1: Laboranlage für die Versuchsdurchführung

Die verwendete Sonotrode (zylindrisch siehe Abb. 3.2-2) wird von einem Metallring mit einem Luftspalt von ca. 0,5 mm zur Sonotrode umfasst (Details hierzu siehe Abb. 3.2-4). Der Piezowandler am Fuße des akustischen Elements, sowie die Booster werden durch Luftkühlung vor zu starker Erwärmung geschützt.

Wie bereits beschrieben, regt der vom Generator erzeugte elektrische Impuls das piezoelektrische Element zur Schwingung an. Die mechanische Energie wird, durch die Booster verstärkt, zur Sonotrode transportiert und regt die auf der Sonotrodenoberfläche befindlichen Kugeln zur Bewegung an. Die Strahlmittelverteilung erfolgt daraufhin gleichmäßig und rein zufällig im Raum [96]. Die Orientierung der Bauteil- zur Sonotrodenoberfläche ist daher laut [96] von untergeordneter Rolle.

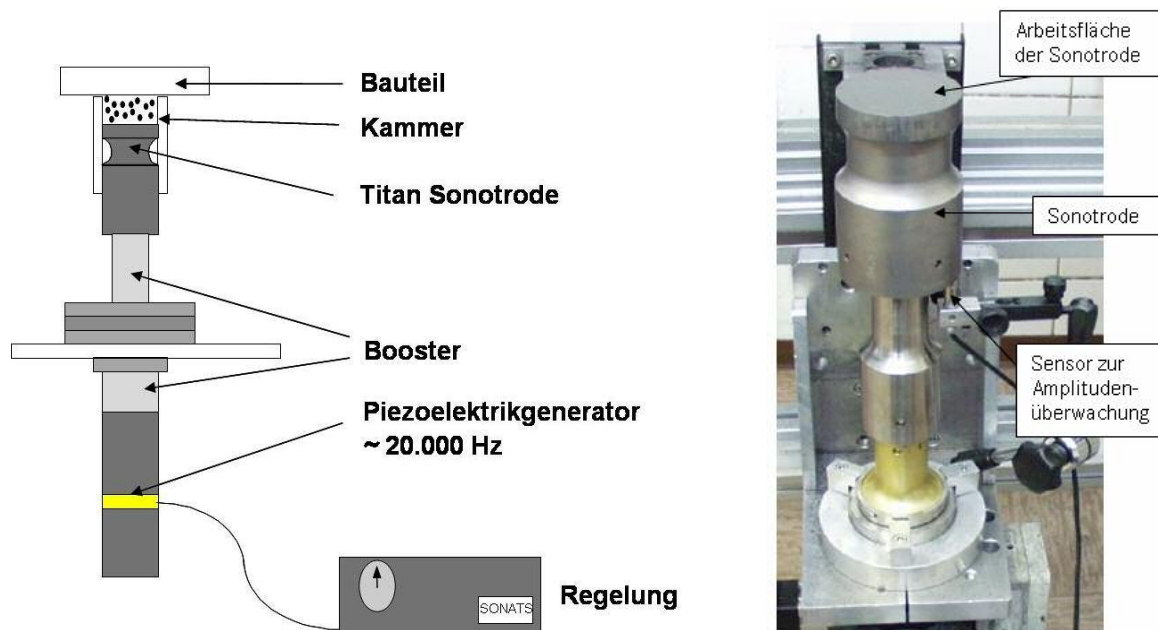


Abb. 3.2-2: Akustisches Element mit runder Sonotrode (links schematisch) und Foto (rechts)

Für die Kammerwände sind besonders solche Materialien geeignet, die eine hohe Verschleißfestigkeit aufweisen und durch eine hohe Härte nur geringe Teile der kinetischen Energie der Kugeln absorbieren. Gleiches trifft für den Kammerdeckel zu, der daher aus gehärtetem Stahl gefertigt ist.

Das Kammerdesign und die Gestaltung der Kammerdeckel mitsamt den Almenblöcken sollten idealerweise an die geometrischen Vorgaben der Sonotrode angepasst sein. Durch die kreisrunde Form der Sonotrodenoberfläche (Arbeitsfläche der Sonotrode) und der dazugehörigen Einhausung (Stahlring) bietet sich eine ebenfalls runde Ausführung der Kammern an. Der äußere Durchmesser des Rings, der als Auflagefläche für die Kammerwand dienen kann, beträgt 130 mm, die innere Öffnung 73 mm. Die Kammerwanddurchmesser werden auf $d_{Ka} = 75$ mm, 90 mm und 120 mm definiert. Auch beim kleinsten Kammerdurchmesser ist eine Bedeckung mit Kugeleinschlägen über den mindestens zu strahlenden Almenprobenabschnitt gewährleistet [97]. Die Verwendung von PE-Kunststoffrohren gewährleistet eine hohe Verschleißfestigkeit. Kugeleinschläge auf diesem Material werden weitestgehend elastisch reflektiert. Um unterschiedliche Abstände der Bauteiloberflächen zur Sonotrode h_{Ka} simulieren zu können, werden die Kammerwände in unterschiedlichen Höhen angefertigt. Der genaue Versuchsaufbau ist aus den Abbildungen Abb. 3.2-3 und Abb. 3.2-4 ersichtlich.

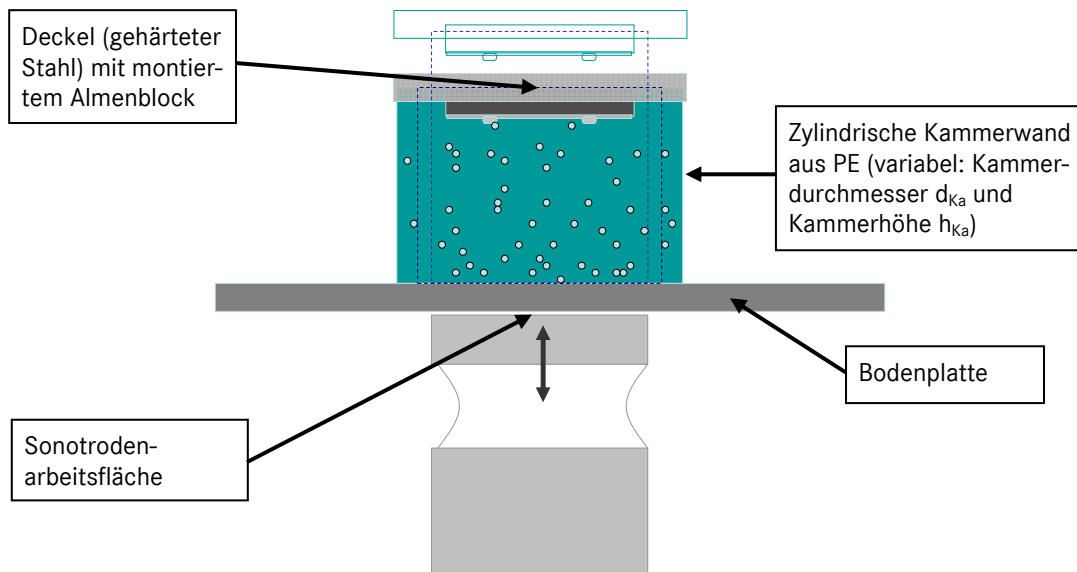


Abb. 3.2-3: Versuchsaufbau mit Kammer und Almenblock



Abb. 3.2-4: Strahlkammer mit Sonotrode und Strahlmittel

Die gestrichelten Linien in Abb. 3.2-3 deuten einige Variationsmöglichkeiten des Kammereaufbaus an. Die Höhe der Kammer kann durch entsprechende Wandhöhen von $h_{Ka} = 0,4$ bis auf $h_{Ka} = 3,4$ vergrößert werden. Durch diesen Aufbau ist es möglich, den Einfluss des Kammervolumens auf verschiedenen Wegen zu untersuchen. Ein Weg ist, das Volumen einzig über den Durchmesser zu variieren. Alternativ dazu kann der Durchmesser konstant bleiben und nur die Kammerhöhe wird verändert. Zudem kann durch eine kombinierte Veränderung beider Größen ein minimales und ein maximales, den Kugeln zur Verfügung stehendes, Volumen generiert werden. Damit ist der Einfluss des Kammervolumens auf die Strahlintensität hinreichend analysierbar.

Um die Anwinkelung einer Bauteilfläche zur horizontal ausgerichteten Sonotrodenoberfläche simulieren zu können, muss der Almenblock zumindest in einer der Kammereaufbauten ($d_{Ku} = 120 \text{ mm}$) schwenkbar sein. Die Rotationssymmetrie der Sonotrode und der Kammer ermöglicht es, den Almenblock in eine beliebige Richtung anzuwinkeln. Dabei besteht nicht die

Gefahr, aufgrund der auftretenden Wechselwirkungen zwischen Strahlmittel und Almenblock keine reproduzierbaren Ergebnisse zu generieren. Die konstruktive Lösung ist Abb. 3.2-5 zu entnehmen.



Abb. 3.2-5: Gehärteter Stahldeckel (Ø120 mm) mit um 360° schwenkbarem Almenblock

Für weiterführende Versuche kann dieser Deckel mit einem Deflektor versehen werden. So kann der Abprall von Kugeln an einer in die Kammer integrierten Abprallfläche oder von anderen Bauteilflächen simuliert werden. Das Prallblech besitzt einen Neigungswinkel zur Deckeloberfläche von $\alpha = 45^\circ$ und wird in diesem experimentellen Aufbau nicht verändert.



Abb. 3.2-6: Deckel (Ø120 mm) mit schwenkbarem Almenblock und montiertem Prallblech ($\alpha = 45^\circ$) aus gehärtetem Stahl

3.3 Versuchsdurchführung und Darstellung der Ergebnisse

Zu Beginn der experimentellen Arbeiten wurden die beschriebenen Untersuchungen zur Schwankungsbreite der Messgrößen Strahlintensität und Sättigungszeit durchgeführt.

Die anschließend nach der Prozessabsicherung bei festgelegten Standardparametern gemessene Strahlintensität beträgt $I_{St} = 0,198 \text{ mm A}$. Die erzielte Sättigungszeit wird zur vereinfachten Darstellung auf den Wert $T1_{St} = 1$ normiert.

3.3.1 Einfluss des Kugeldurchmessers

Werden die vier zur Verfügung stehenden Kugeldurchmesser des Strahlmittels 1 bei ansonsten identischen Strahlbedingungen eingesetzt, so erhält man einen linearen Anstieg der Strahlintensitäten (Abb. 3.3-1).

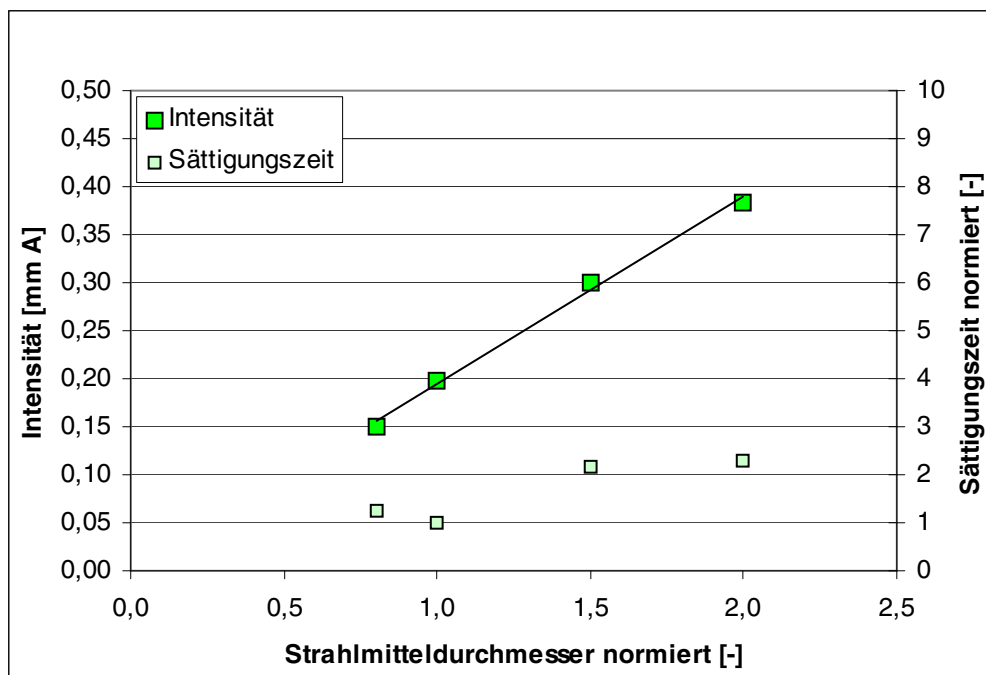


Abb. 3.3-1: Verlauf der Intensitäten und Sättigungszeiten bei Verwendung von Strahlmittel 1, aufgetragen über dem normierten Strahlmitteldurchmesser

Obwohl die Masse einer Einzelkugel mit dem Durchmesser in der 3. Potenz steigt, stellt sich kein analoger Verlauf der Intensitäten ein.

Festzuhalten bleibt:

- Mit steigendem Kugeldurchmesser steigt die Strahlintensität linear an.

Der Verlauf der Sättigungszeiten kann wie folgt interpretiert werden:

- Die aus der Verwendung eines größeren Strahlmitteldurchmessers resultierende geringere Anzahl an Strahlmittelkugeln führt zu einer steigenden Strahlzeit.

Unberücksichtigt bleibt bei dieser Aussage jedoch die Größe des Kugeleindrucks auf der Bauteiloberfläche. Mit größer werdenden Kugeldurchmessern sind Veränderungen der Kontaktfläche und des daraus resultierenden Eindruckradius zu erwarten. Dies wiederum kann zu Veränderungen der Sättigungszeiten führen. Genaue Untersuchungen sollen zu einem späteren Zeitpunkt folgen.

3.3.2 Einfluss der Strahlmittelmenge

Betrachtet man die experimentellen Ergebnisse bei Variation der Strahlmittelmenge in der Strahlkammer (Abb. 3.3-2), so ist festzustellen, dass es in dem betrachteten Bereich von $m_{Sm} = 0,125$ bis 4 zu keiner großen Veränderung der erzielten Intensitäten kommt. Ausgehend von der Standardmenge $m_{Sm,St} = 1$ kann bei einer Vervielfachung der Kugelanzahl eine Reduzierung der Intensität um nur 10% registriert werden. Verringert man die Strahlmittelmenge auf $m_{Sm,St} < 1$, so sind hier Schwankungen zu beobachten, die - bis auf einen einzelnen Messwert - innerhalb des definierten Schwankungsbereichs der Intensitätsmesswerte von $\pm 0,01$ mm A liegen (vgl. Kapitel 2.2.1).

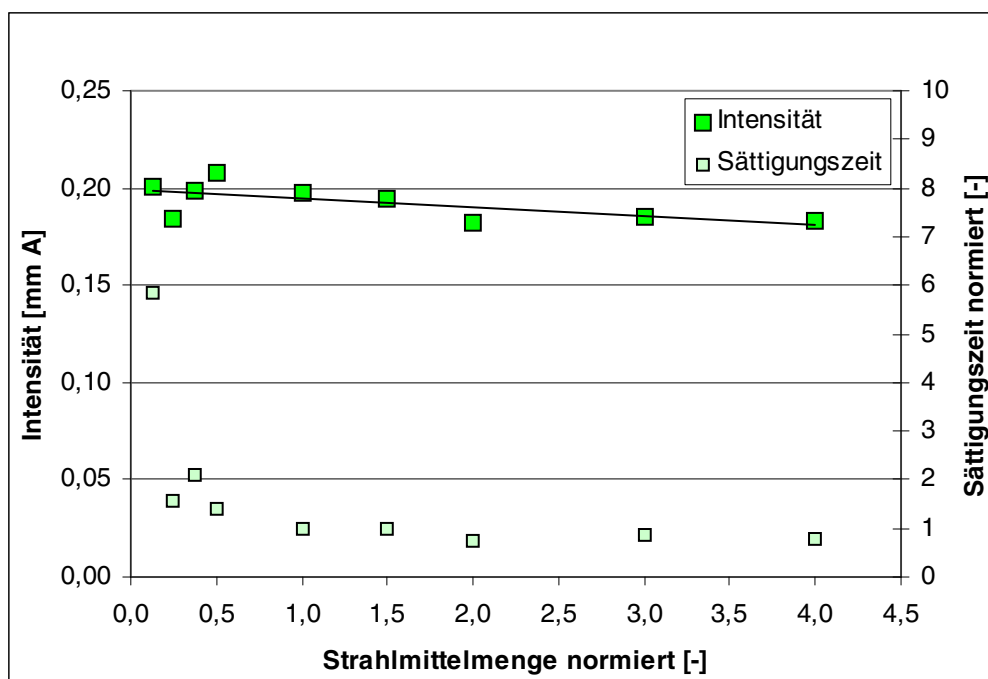


Abb. 3.3-2: Verlauf der Intensitäten und Sättigungszeiten bei Veränderung der Strahlmittelmenge, alle weiteren Parameter entsprechen dem Standardparametersatz

Die Sättigungszeiten liegen bei Strahlmittelmengen zwischen $m_{Sm} = 1$ und 4 dicht beieinander. Ein wesentlicher Einfluss auf diese Messgröße kann nicht festgestellt werden. Reduziert man jedoch die Menge der Kugeln in der Kammer bis auf $m_{Sm} = 0,125$, so ist ein sehr starker Anstieg der Sättigungszeiten zu verzeichnen. Die geringer werdende Anzahl an Kugeln führt zu einer deutlichen Verzögerung der Sättigung der Almenprobendurchbiegung. Dies bestätigt die in Kapitel 3.3.1 erhaltenen Ergebnisse, dass bei Verwendung größerer Kugeldurchmesser (Strahlmittelmenge bleibt konstant) mit der geringeren Anzahl an Kugeln ein Anstieg der Sättigungszeiten einhergeht.

Erhöht man die Strahlmittelmenge deutlich auf $m_{Sm} \gg 4$, zeigt sich, dass die linear fallende Tendenz der Intensitätswerte zwischen $1 \leq m_{Sm} \leq 4$ Bestätigung findet (Abb. 3.3-3).

Bei einer weiteren Erhöhung der Strahlmittelmenge ist die Fortsetzung der linearen Verringerung der Intensitäten zu erwarten, da durch die stetig steigenden Wechselwirkungen der Kugeln untereinander die kinetische Energie einer Einzelkugel bis zum Aufprall auf der Bauteiloberfläche kontinuierlich abnehmen wird.

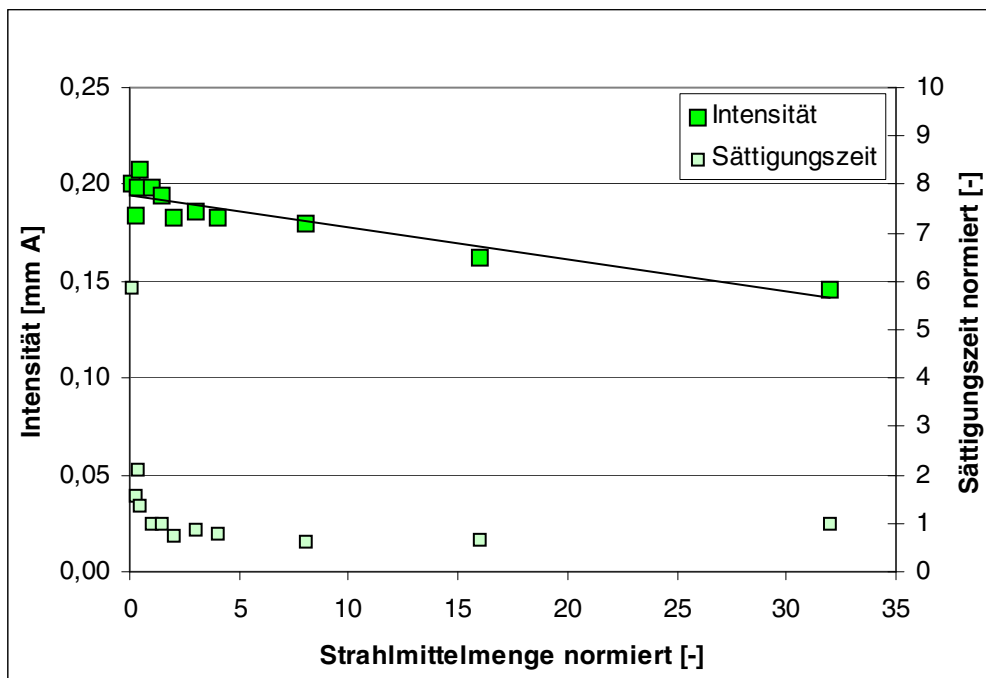


Abb. 3.3-3: Intensitäts- und Sättigungszeitenverlauf bei Verwendung sehr großer Strahlmittelmengen

Die Sättigungszeit steigt, nach Durchschreitung eines konstant niedrigen Niveaus von T1 ca. 0,8 – 1, bei sehr großen Kugelmengen in der Kammer ($m_{Sm} > 16$) erneut an. Dieses Phänomen ist ebenso auf die zunehmende gegenseitige Behinderung der Kugeln zurückzuführen.

- Die Anzahl von Kugeltreffern auf der Bauteiloberfläche nimmt bei steigender Kugelmenge in der Kammer zu. Dabei nimmt die Anzahl der Kugeln mit großer kinetischer Energie beim Aufprall auf dem Bauteil durch die zunehmenden Kugel-Kugel-Interaktionen ab. Dies führt trotz erhöhter Trefferanzahl zu einer Verzögerung bis zur Einstellung der maximalen plastischen Verformung – in Folge dessen steigt die Sättigungszeit an.
- Die Intensität nimmt bei Erhöhung der Strahlmittelmenge durch die steigenden Wechselwirkungen der Kugeln untereinander ab.

- Bei kleinen Strahlmittelmengen findet die Kugelbewegung weitgehend ungehindert statt. Die Strahlintensität nimmt Maximalwerte an.
- Sehr geringe Strahlmittelmengen führen zu einem sehr starken Anstieg der Sättigungszeiten.

Eine andere Darstellung der Ergebnisse mit allen verwendeten Kugeldurchmessern (Strahlmittel 1) erlaubt die vergleichende Betrachtung der Intensitäten bei variierenden Strahlmittelmengen (Abb. 3.3-4).

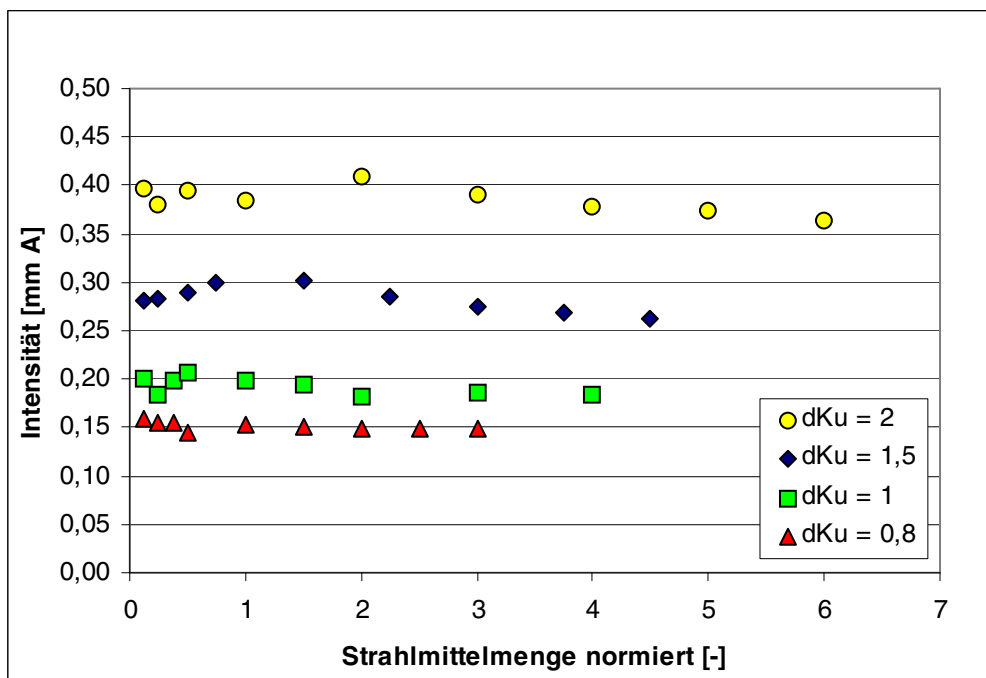


Abb. 3.3-4: Vergleichende Betrachtung der Strahlintensitäten aufgetragen über der Strahlmittelmenge für alle verwendeten Kugeldurchmesser von Strahlmittel 1

Deutlich zu sehen sind die unterschiedlichen Intensitätsniveaus entsprechend der jeweiligen Einzelkugelmasse. Die Energieimpulse verändern sich entsprechend dem Kugeldurchmesser. Über die betrachteten Strahlmittelmengen treten offensichtlich nur sehr geringe Unterschiede in den Kugelgeschwindigkeiten auf, da nur geringe Veränderungen der Intensitäten festzustellen ist. Besonders bei größeren Kugelradien ist ein leichtes Intensitätsmaximum zu beobachten. Je kleiner der Kugelradius wird, desto mehr verschiebt sich das Maximum zu kleineren Strahlmittelmengen. Bei den Kugeln mit $d_{Ku} = 0,8$ ist kein Intensitätsmaximum zu erkennen.

Trägt man die Intensitäten über der Anzahl an Kugeln in der Kammer auf (Abb. 3.3-5), so verschieben sich die Intensitätsmaxima entlang der X-Achse deutlich.

- Besonders bei großen Kugelradien ist zu erkennen, dass es eine optimale Anzahl an Kugeln gibt, bei der die Intensitätswerte ein Maximum ausprägen.
- Bei Überschreitung dieser vom Kugeldurchmesser abhängigen optimalen Kugelanzahl sinkt die Intensität deutlich.
- Dieser Effekt ist beim kleinsten Kugelradius mit $d_{Ku} = 0,8$ in dem betrachteten Bereich bis 6000 Stück Kugeln nicht zu beobachten.

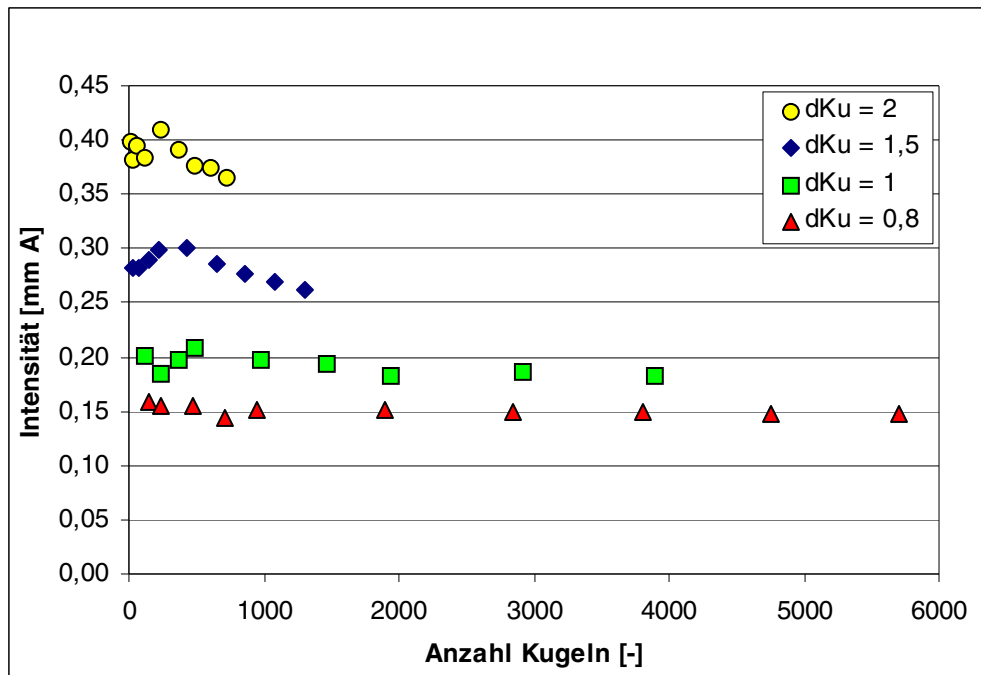


Abb. 3.3-5: Strahlintensitäten aufgetragen über der Kugelanzahl für alle verwendeten Kugeldurchmesser von Strahlmittel 1

Werden die ermittelten Sättigungszeiten über der Strahlmittelmenge aufgetragen (Anhang Abb. 1), weisen diese bei allen Kugeldurchmessern einen sehr ähnlichen Verlauf auf. Bedingt durch die unterschiedlichen Kugeldurchmesser und der damit einhergehenden unterschiedlichen Kugelanzahl in der Kammer liegen die Sättigungszeiten bei großen Kugeldurchmessern höher als bei den kleineren Kugeldurchmessern.

Trägt man die Sättigungszeiten dagegen über die Kugelanzahl auf (Anhang Abb. 2), kommt es zu einer Überlagerung der Kurvenverläufe. Daraus lässt sich ableiten:

- Bei einer konstanten Kugelanzahl besteht kein eindeutiger Zusammenhang zwischen den Kugelradien und der sich ergebenden Sättigungszeiten.
- Es tritt ein Optimum der Sättigungszeiten zwischen $500 \leq \text{Kugeln} \leq 2000$ auf (gültig für $0,8 \leq d_{Ku} \leq 2$ beim hier betrachteten Kammeraufbau).

3.3.3 Einfluss des Strahlmittelmaterials

Ein weiterer Untersuchungsgegenstand ist der Einfluss des Strahlmittelmaterials auf die Strahlergebnisse. Dabei werden die Versuchsergebnisse aus den oben beschriebenen Versuchen mit Strahlmittel 1 und dem Standardkugeldurchmesser $d_{Ku,St} = 1$ mit den Ergebnissen bei Verwendung von Strahlmittel 2 (doppelte Materialdichte und Härte) und $d_{Ku} = 0,91$ verglichen (Abb. 3.3-6). Kugeln des Strahlmittels 2 mit $d_{Ku} = 1$ waren zum Versuchszeitpunkt nicht verfügbar. Die weitere Ergebnisdarstellung, in der zudem die sehr großen Strahlmittelmengen aufgetragen sind, ist im Anhang Abb. 3 zu finden.

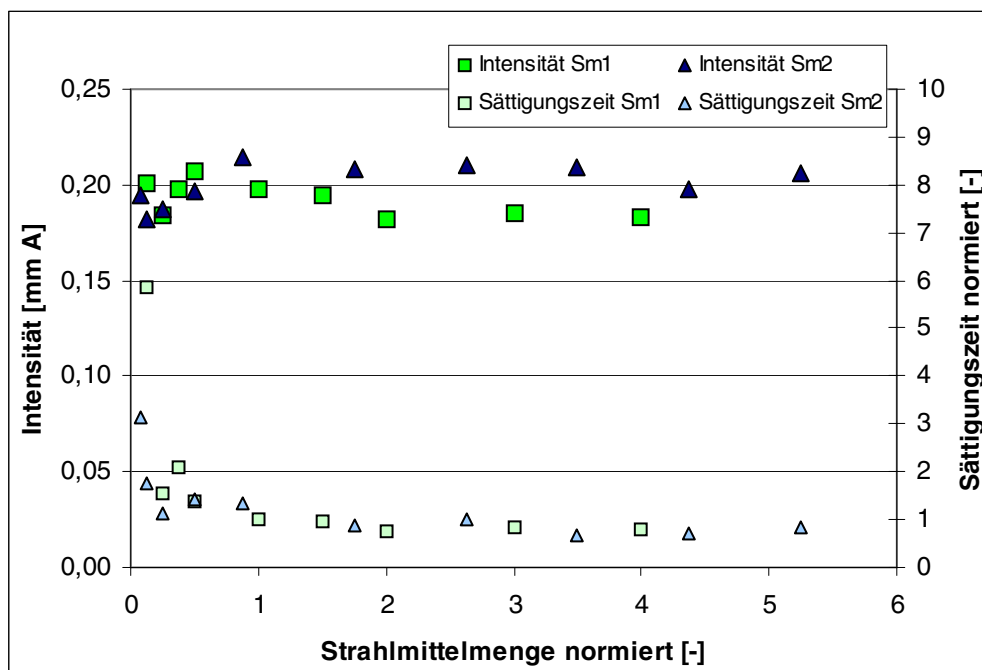


Abb. 3.3-6: Intensitäts- und Sättigungszeitenvergleich über der Strahlmittelmenge - vergleichende Betrachtung bei Verwendung von Strahlmittel 1 und 2 (Dichte- und Härteunterschied); Strahlmitteldurchmesser Strahlmittel 1 $d_{Ku,St} = 1$ und Strahlmittel 2 $d_{Ku} = 0,91$

Die Messwerte zeigen, dass die Intensitäten bei unterschiedlichem Kugelmaterialeinen nur leicht voneinander abweichenden Verlauf aufweisen. Betrachtet man den bereits bekannten Verlauf der Intensitäten mit Strahlmittel 1, so sind tendenziell leicht fallende Werte mit steigender Strahlmittelmenge feststellbar. Beim Strahlmittel 2 ist dieser Effekt ebenso zu beobachten. Jedoch ist bei $1 \leq m_{Sm} \leq 5,5$ der Intensitätswert annähernd konstant. Erst bei größeren Strahlmittelmengen erfolgt der Intensitätsabfall analog wie bei Strahlmittel 1 (vgl. Anhang Abb. 3). Des Weiteren sind bei sehr geringen Strahlmittelmengen ($m_{Sm} < 0,8$) niedrigere Intensitäten zu finden.

Bei den Sättigungszeiten fällt auf, dass deren Anstieg bei beiden Strahlmittelmaterialien und sehr geringen Strahlmittelmengen in ähnlicher Form verläuft. Allerdings erfolgt ein signifikanter Anstieg der Sättigungszeiten bei Strahlmittel 2 erst, wenn $m_{Sm} \leq 0,13$ ist, wohingegen bei Strahlmittel 1 dieser Effekt schon bei ca. $m_{Sm} < 0,25$ einsetzt.

Werden auch hier die Intensitäten und Sättigungszeiten über der Kugelanzahl aufgetragen, so ändert sich die Darstellung der Ergebnisse nur geringfügig. Die doppelt so große Materialdichte wirkt sich durch den leicht kleineren Kugeldurchmesser nur zu ca. 50% auf das Gewicht einer einzelnen Kugel aus.

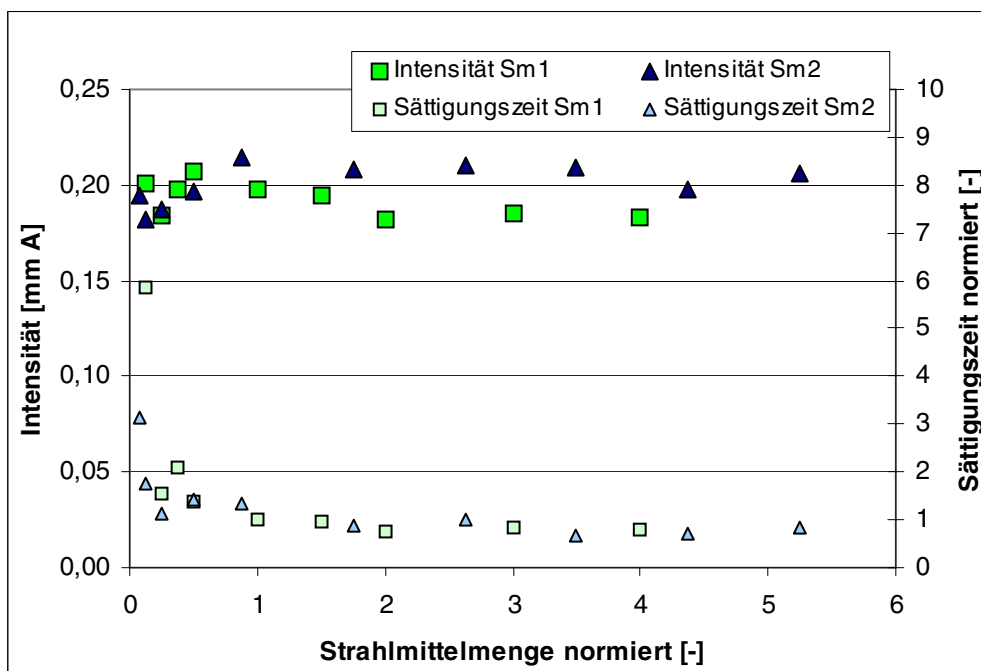


Abb. 3.3-7: Intensität und Sättigungszeit über der Kugelanzahl in der Kammer; Strahlmitteldurchmesser Strahlmittel 1 $d_{Ku,St} = 1$ und Strahlmittel 2 $d_{Ku} = 0,91$

Bei einer Anzahl von ca. 500 Kugeln sind zwischen beiden Strahlmitteln weder in der Intensität, noch in der Sättigungszeit Unterschiede feststellbar. Erhöht man die Kugelanzahl, so bewegen sich die erzielbaren Intensitäten allerdings auseinander. Ab einer Kugelanzahl von ca. 2000 Stück liegen die mit Strahlmittel 2 gemessenen Intensitäten um ca. 0,01 bis 0,02 mm A über denen von Strahlmittel 1. Die Sättigungszeiten unterscheiden sich dagegen nicht.

Der beschriebene Masseunterschied der Einzelkugeln liefert eine Erklärung für die höheren Intensitätswerte, die mit dem Strahlmittel 2 besonders bei großen Kugelmengen gemessen werden. In diesem Bereich kommt offensichtlich die kleinere Querschnittsfläche der Kugeln zum Tragen. Eine geringere gegenseitige Kugelbehinderung und dadurch gleichbleibende Intensitäten sind die Folge.

Reduziert man die Anzahl der Kugeln unter 500 Stück, so ist ein Rückgang der Strahlintensitäten zu erkennen. Bei beiden Kugelarten ist eine gleichartige Schwankung der Intensitätsmesswerte feststellbar.

Für beide Strahlmitteltypen können in Übereinstimmung mit den Ergebnissen des Kapitels 3.3.2 folgende Aussagen getroffen werden:

- In einem definierten Kammervolumen kann sich bei großen Strahlmitteldurchmessern unabhängig vom Strahlmittelmaterial ein Intensitätsmaximum ausbilden.
- Erhöht man die Kugelanzahl über den optimalen Wert, so sinkt die Intensität linear. Dieser Intensitätsabfall ist bei Kugeln mit großer Materialdichte geringer ausgeprägt als beim Standardkugelmateriale.
- Liegt die Kugelanzahl unterhalb des optimalen Wertes, so fallen auch hier die Intensitäten ab. Dies geht mit einer Steigerung der Schwankungsbreite der Intensitätsmesswerte einher. Durch die Verringerung der gegenseitigen Kugelbehinderungen pendelt sich die Intensität auf einem konstanten Niveau ein.

Auf die Sättigungszeiten wirken sich die unterschiedlichen Materialeigenschaften nur bei sehr kleinen Strahlmittelmengen aus. Bei Kugelzahlen < 500 Stück ist die Strahlzeit bei Verwendung von Strahlmittel 2 niedriger als die bei Strahlmittel 1. Exemplarisch kann die kleinste untersuchte Kugelanzahl jeder Kugelart miteinander verglichen werden. Bei ca. 120 Kugeln von Strahlmittel 1 liegt die Sättigungszeit um fast 100% höher als bei ca. 50 Kugeln von Strahlmittel 2.

Nimmt man die Messergebnisse aller Kugeldurchmesser beider Strahlmitteltypen bei oder nahe der Standardstrahlmittelmenge, so lassen sich daraus interessante Erkenntnisse über den Einfluss der Partikelmasse auf die Intensität ableiten (Abb. 3.3-8). Die Wertepaare des Strahlmittels 2 passen sich sehr gut in den Verlauf der Werte von Strahlmittel 1 ein.

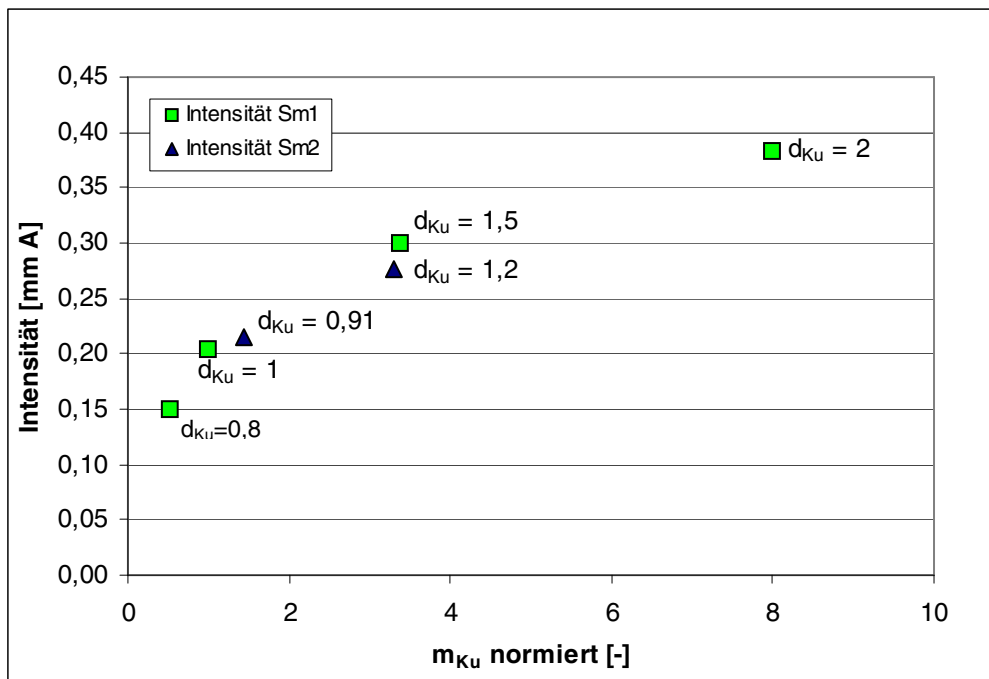


Abb. 3.3-8: Intensität (bei Standardstrahlmittelmenge) über der Einzelpartikelmasse m_{Ku} aufgetragen für beide verwendete Strahlmitteltypen

Mit diesen Ergebnissen lässt sich bestätigen, dass:

- mit steigender Einzelkugelmasse m_{Ku} die gemessene Intensität ansteigt und
- der Anstieg nicht linear erfolgt.

Damit besteht ein Unterschied zum Intensitätsverlauf bei Auftragung über dem Kugeldurchmesser. Dieses Phänomen kann durch verschiedene Faktoren bedingt sein:

- Einfluss der größeren Kontaktfläche auf die Energieübertragung von
a) der Sonotrode auf die Kugeln und b) den Kugeln auf das Bauteil
- verschiedene Kugelgeschwindigkeiten, welche wiederum Auswirkungen auf die kinetische Kugelenergie und damit die gemessene Strahlintensität haben
- Grad der Kugelbehinderung verändert sich durch jeweils verschiedene Anzahl an Kugeln und Kugelquerschnittsflächen

Zur Bestimmung der Ursache dieses nicht linearen Verlaufs müssen weiterführende Untersuchungen der Vorgänge beim Ultraschallkugelstrahlen beitragen.

Aus dem Verlauf der Sättigungszeiten (siehe Anhang Abb. 4) ist zu erkennen, dass sich hier hauptsächlich der Kugeldurchmesser und damit (bei konstanter Strahlmittelmenge) die unterschiedliche Kugelanzahl auswirkt. Bei großen Kugeldurchmessern steigt die Zeit bis zur Sättigung. Die Dichte sowie Härte des Kugelmaterials bewirken keine eindeutigen Abweichungen des Sättigungsverhaltens über die betrachtete Variationsbreite der Kugeldurchmesser.

3.3.4 Einfluss der Amplitude der Sonotrodenschwingung

Nachfolgend soll die Amplitude entsprechend der technischen Möglichkeiten variiert werden. Im Standardparametersatz wird der normierte Wert der Amplitude mit $\hat{a} = 1$ angegeben. Die Ergebnisse aus weiteren Versuchen mit $\hat{a} = 2/3$ und $\hat{a} = 4/3$ sind in Abb. 3.3-9 (Intensitäten) und Abb. 3.3-10 (Sättigungszeiten) dargestellt. Um die mit dem Standardstrahlmittel erhaltenen Werte zu untermauern, werden die Resultate aus Versuchen mit allen weiteren Kugeldurchmessern und Kugelmaterien integriert.

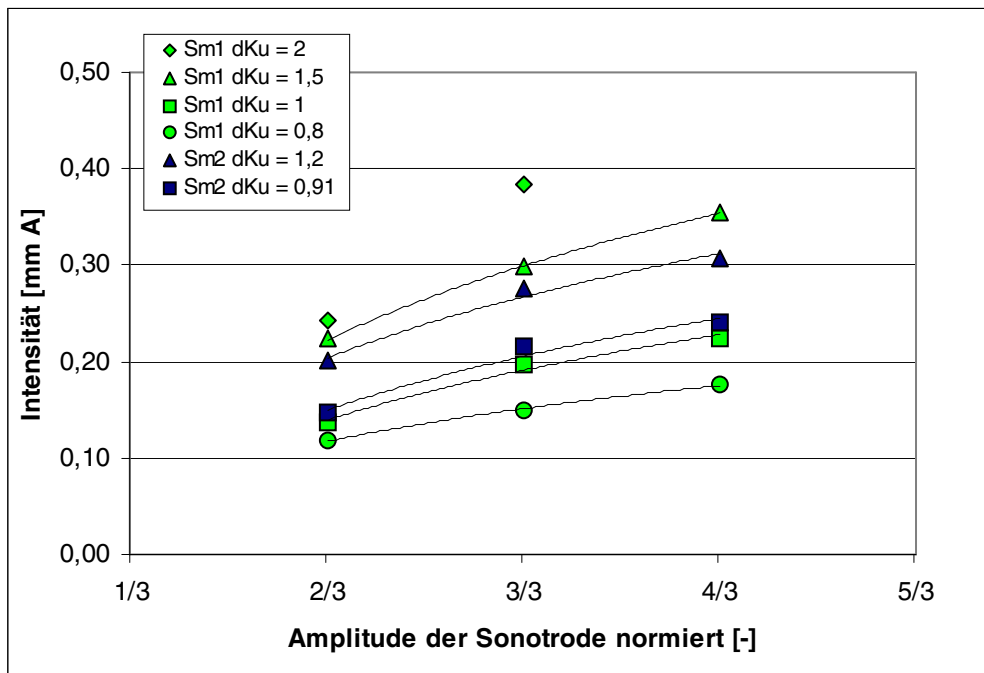


Abb. 3.3-9: Strahlintensitäten aufgetragen über der normierten Sonotrodenamplitude bei Verwendung beider Strahlmitteltypen und aller Strahlmitteldurchmesser mit Strahlmittelmengen um $m_{sm} = 1$

Diese zusammengeführte Darstellung der Intensitätswerte ermöglicht die folgenden Aussagen:

- Mit steigender Amplitude steigt bei allen verwendeten Kugeln die gemessene Strahlintensität. Demnach muss mit steigender Schwingungsamplitude die Kugelgeschwindigkeit steigen, da ein linearer Zusammenhang zwischen Strahlmittelgeschwindigkeit und Almenintensität besteht [27].
- Die Gewichtskraft der Einzelkugel (bedingt durch Kugelmaterial und Durchmesser) bestimmt neben der Kugelgeschwindigkeit maßgeblich die Strahlintensität. Bei Verwendung der leichtesten Kugel (Sm1 $d_{ku} = 0,8$) werden die geringsten Intensitäten gemessen, bei den schwersten Kugeln (Sm1 $d_{ku} = 2,0$) hingegen die höchsten.

Alle anderen Intensitätswerte passen sich, den Massen der Einzelkugeln entsprechend, sehr gut ein. Die Ergebnisse aus dem vorhergehenden Kapitel finden hiermit Bestätigung.

Die Sättigungszeiten fallen übereinstimmend bei allen Kugeldurchmessern mit steigender Schwingungsamplitude der Sonotrode (Abb. 3.3-10).

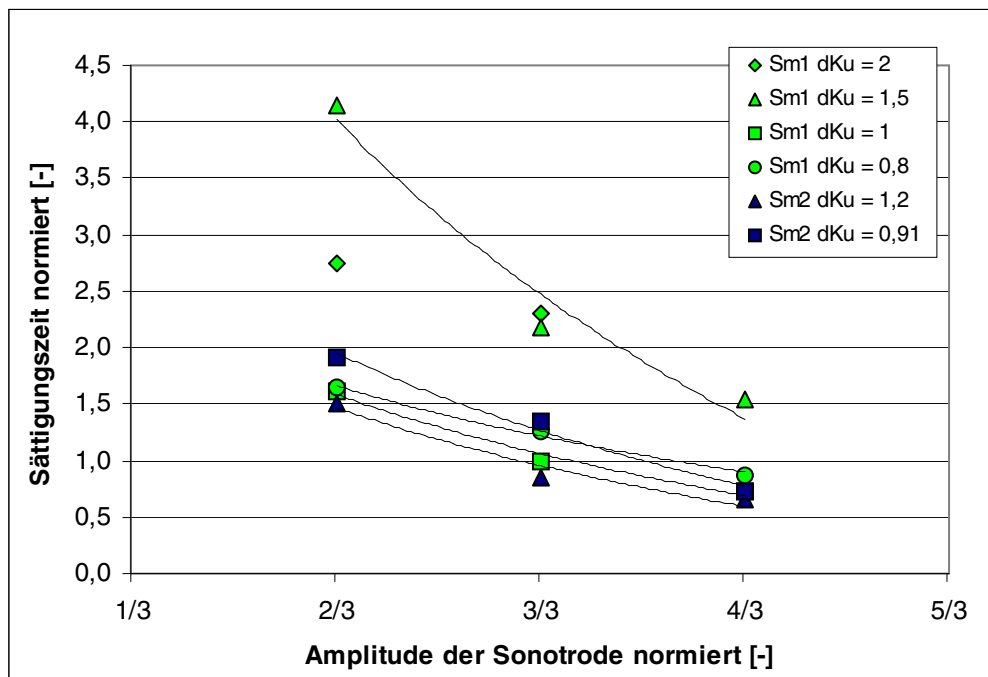


Abb. 3.3-10: Sättigungszeiten aufgetragen über der Sonotrodenamplitude bei Verwendung beider Strahlmitteltypen und aller Strahlmitteldurchmesser mit Strahlmittelmengen um $m_{sm} = 1$

Bei einer größeren Schwingungsamplitude der Sonotrode erfahren die Kugeln eine stärkere Beschleunigung. Daraus resultiert eine durchschnittlich höhere Kugelfluggeschwindigkeit. Das Bauteil bzw. die Almenprobe kann öfter pro Zeiteinheit getroffen werden, was zu einer Reduzierung der Zeit bis zur Almenprobensättigung führt.

Bei Amplituden $\hat{a} < 2/3$ wird die in das System eingebrachte Energie weiter reduziert. Da der auf die Kugeln übertragene Impuls sinkt, ist mit einem weiteren Abfall der Strahlintensitäten und zugleich einem ausgeprägten Anstieg der Sättigungszeiten zu rechnen. Reicht die kinetische Energie der Kugeln nicht mehr aus, um plastische Verformungen auf der Almenprobenoberfläche zu erzeugen, so ist die Strahlintensität Null. Die Sättigungszeit strebt in diesem Fall gegen unendlich.

3.3.5 Einfluss des Abstandes vom Bauteil zur Sonotrode

Bei einer Veränderung der Kammerhöhe, und somit einer Veränderung des Abstandes zwischen Sonotrode und Bauteil, ist nur ein geringfügiger Einfluss auf die Intensität zu erkennen (Abb. 3.3-11). Dies gilt gleichermaßen für beide verwendeten Strahlmitteltypen.

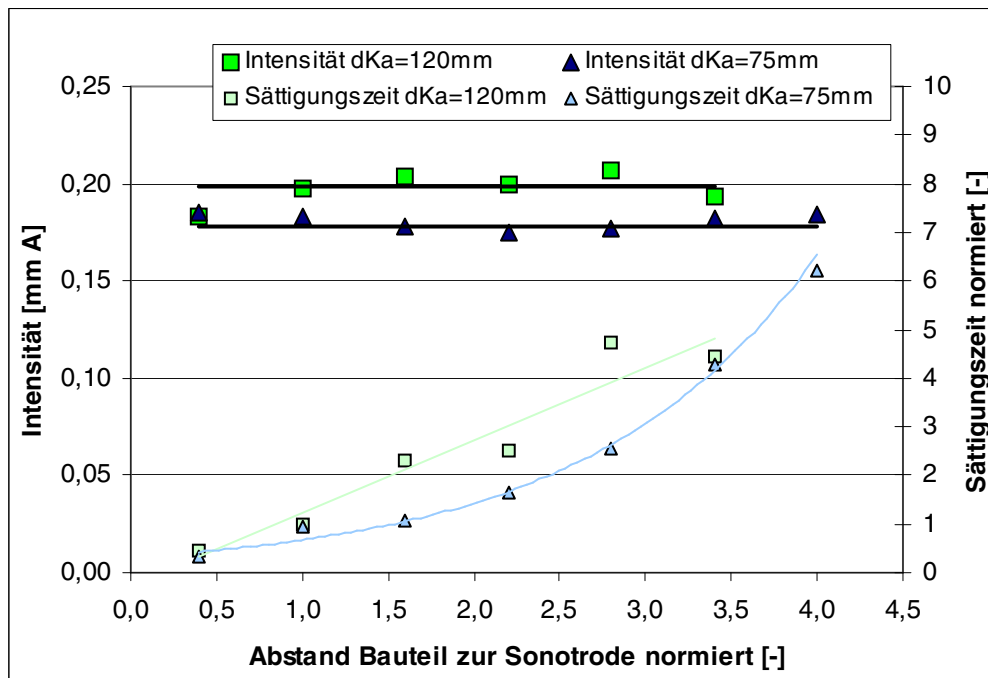


Abb. 3.3-11: Verlauf der Intensitäten und Sättigungszeiten aufgetragen über dem Abstand zwischen Sonotrode und Almenblock bei Strahlmittel 1 mit $d_{Ku,St}$ und Strahlmittel 2 mit $d_{Ku} = 0,91$; $m_{Sm,St} = 1$

Die Intensität ist im Bereich von $h_{Ka} = 1$ bis 3,4 annähernd konstant. Nur bei $h_{Ka} = 0,4$ ist mit dem Standardstrahlmittel eine leicht niedrigere Intensität messbar. Erklärt werden kann dies damit, dass das Kammervolumen bei dem sehr geringen Bauteilabstand sehr klein ist. Da die Strahlmittelmenge, respektive die Kugelanzahl unverändert bleiben, steigt die Anzahl an Kugeln pro Volumeneinheit analog der Untersuchungen in Kapitel 3.3.2, wo die Strahlmittelmenge bei konstantem Volumen deutlich erhöht wurde. Bei einer großen Kugelanzahldichte pro Kammervolumeneinheit kommt es vermehrt zu Kugelzusammenstößen. Dies hat durch die auftretenden Energieverluste (Reibungswärme durch elastische Deformationen) eine Verringerung der Intensität zur Folge.

Der Verlauf der Sättigungszeiten (Abb. 3.3-11) zeigt, dass geringer werdende Abstände zwischen Bauteil und Sonotrode zur Verringerung der Sättigungszeiten führen. Durch kürzere Wege steigt die Auftrefffrequenz einer Einzelkugel auf der Sonotrode und auf dem Bauteil. Im Bereich von $0,4 < h_{Ka} < 3,4$ besteht zwischen dem Abstand Bauteil/Sonotrode und der Sättigungszeit ein direkt proportionaler Zusammenhang.

3.3.6 Einfluss des Kammerquerschnitts

Mit Hilfe unterschiedlicher Durchmesser der zylindrischen Kammern soll untersucht werden, wie sich der Kammerquerschnitt auf die Strahlintensität auswirkt. So ist zunächst in Abb. 3.3-12 zu erkennen, dass beim größten Kammerdurchmesser der größte Intensitätswert erhalten wird. Die Sättigungszeiten liegen auf einem Niveau in der Bandbreite des angegebenen Schwankungsbereiches. Besondere Tendenzen sind nicht zu erkennen.

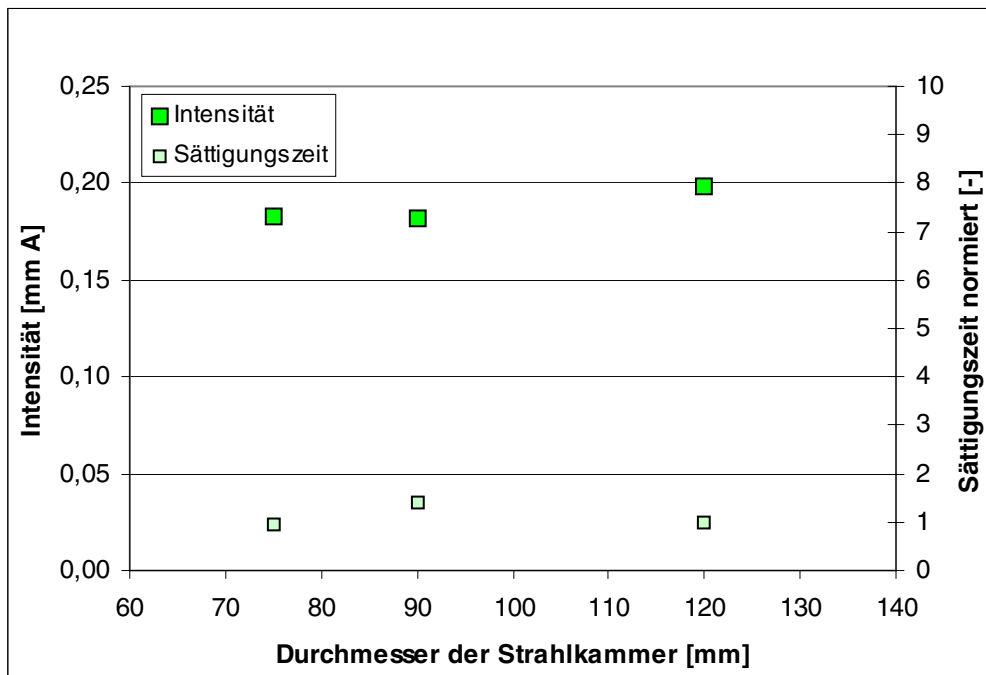


Abb. 3.3-12: Einfluss des Kammerdurchmessers auf die Strahlintensität – alle weiteren Parameter entsprechen dem Standardparametersatz

Werden die Intensitäten bei verschiedenen Kammerdurchmessern sowie gleichzeitig variierenden Strahlmittelmengen betrachtet, so erhält man die in Abb. 3.3-13 dargestellten Messwerte. Die Auswirkung der unterschiedlichen Kammerquerschnittsflächen kann somit anhand einer deutlich höheren Quantität von Messwerten verifiziert werden. Die Intensitätswerte aus Abb. 3.3-12 sind dabei bei der Standard-Strahlmittelmenge $m_{Sm,St} = 1$ wieder zu finden.

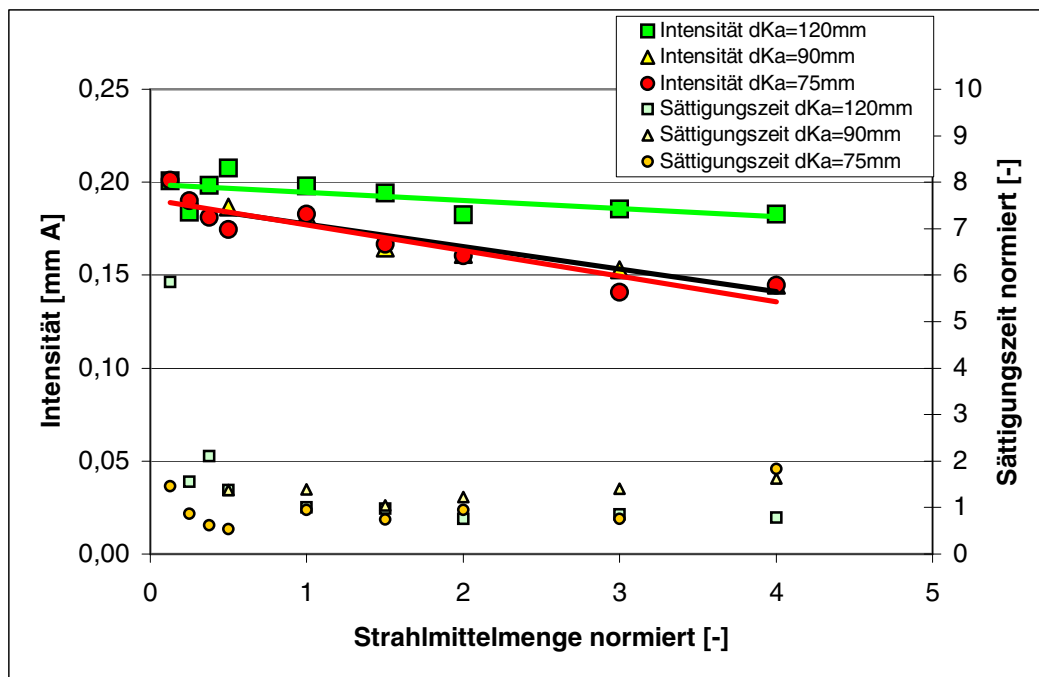


Abb. 3.3-13: Einfluss des Kammerquerschnitts auf die Intensitäten und Sättigungszeiten bei Strahlmittelmengenvariation; Strahlmittel 1 mit $d_{Ku,St} = 1$

Die Betrachtung der Intensitätsverläufe über die drei Kammerdurchmesser bestätigt die höheren Intensitätswerte bei $d_{Ka} = 120$ mm. Gegenüber den anderen Kammerdurchmessern mit $d_{Ka} = 75$ oder 90 mm besteht ein deutlicher Intensitätssprung. Dies trifft über den gesamten hier betrachteten Strahlmittelmengenbereich zu. Bei sehr kleinen Kugelmengen fällt der Unterschied in den Intensitäten deutlich geringer aus als bei großen und sehr großen Kugelmengen (z.B. bei $m_{Sm} = 3$ oder 4). Auffällig ist, dass es zwischen den Durchmessern $d_{Ka} = 120$ mm und 90 mm einen Sprung der Intensitäten gibt, jedoch kein nennenswerter Unterschied zwischen $d_{Ka} = 90$ mm und 75 mm besteht.

Für alle Kammerdurchmesser konnte ein linearer Zusammenhang zwischen der Strahlmittelmenge und der erzielten Intensität bestimmt werden, wie dies bereits für große Strahlmittelmengen in Kapitel 3.3.2 beschrieben wurde.

- Die Kammerquerschnittsfläche hat bei Strahlmittelmengen $m_{Sm} > 0,5$ nachweislich einen Einfluss auf die Intensitäten.
- Der Stärke des Absinkens der Intensitätswerte nach Überschreiten des Optimums richtet sich nach dem Kammerquerschnitt. Beim Kammerdurchmesser $d_{Ka} = 120$ mm ist dieser deutlich geringer ausgeprägt als bei den beiden kleineren Kammerquerschnitten. Dadurch ist ein Intensitätssprung bei Verwendung des großen Kammerdurchmessers zu verzeichnen.

Bei sehr kleinen Strahlmittelmengen sind die Kugel-Kugel-Wechselwirkungen marginal und es stellt sich ein vom Kammerdurchmesser unabhängiger mittlerer Intensitätswert mit der Schwankungsbreite von $\pm 0,01$ mm A ein. Daraus lässt sich zugleich ableiten, dass die Nähe der Kammerwände zur Sonotroden- und Bauteilfläche bei diesem experimentellen Aufbau keinen messbaren Einfluss auf die Intensität besitzt.

Die Auswertung der Sättigungszeiten zeigt, dass bei allen Kammerdurchmessern ein Minimum oder zumindest, wie bei $d_{ka} = 90$ mm, ein Plateau mit niedrigen Sättigungszeiten definiert werden kann.

- Je größer der Kammerquerschnitt ist, desto geringer ist der Sättigungszeitenanstieg bei großen Strahlmittelmengen. Das Strahlzeitenoptimum wird bei größeren Strahlmittelmengen erreicht, je größer der Kammerdurchmesser ist.
- Reduziert man die Strahlmittelmenge auf Werte $m_{sm} < 0,5$, so ist in jedem Fall ein sehr starker Anstieg der Strahlzeiten in potentieller Form feststellbar.

3.3.7 Einfluss des Kammervolumens

In Abb. 3.3-14 ist ein Vergleich der Intensitäten beim kleinsten ($d_{Ka} = 75 \text{ mm}$) und beim größten untersuchten Kammerdurchmesser ($d_{Ka} = 120 \text{ mm}$) dargestellt. Zudem wurde der Abstand der Almenprobe zur Sonotrode variiert. Durch diese Kombination der Kammerparameter ist ein Vergleich der Intensitäten vom kleinsten bis zum größten Kammervolumen bei konstanter Strahlmittelmenge ($m_{Sm,St} = 1$) möglich.

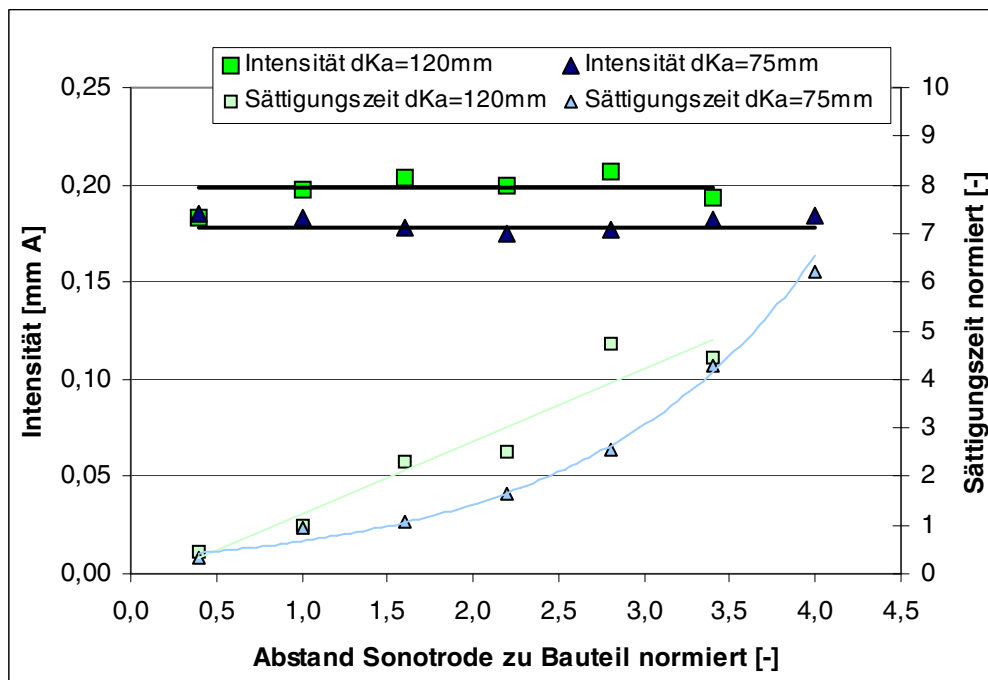


Abb. 3.3-14: Einfluss des Kammervolumens (Variation Bauteilabstand) auf die Intensität bei Strahlmittel 1 mit Kugeldurchmesser $d_{Ku,St} = 1$ und Strahlmittelmenge $m_{Sm,St} = 1$

Dabei ist hier ebenfalls der unter Kapitel 3.3.6 beobachtete Intensitätssprung zwischen den verschiedenen Kammerdurchmessern zu erkennen. Bei großer Kammerquerschnittsfläche werden bei Verwendung von A-Almenproben durchschnittlich um $\Delta I = 0,02 \text{ mm}$ höhere Werte erzielt als bei den Kammern mit kleiner Querschnittsfläche. Auffällig ist, dass bei $d_{Ka} = 75 \text{ mm}$ ein annähernd konstanter Intensitätswert über den gesamten betrachteten Kammerhöhenbereich gemessen wurde. Anders als bei der großen Kammerquerschnittsfläche ist beim kleinsten Kammervolumen (kleinster Kammerdurchmesser, geringste Kammerhöhe mit $h_{Ka} = 0,4$) kein Intensitätsabfall zu beobachten. Bei der Standardstrahlmittelmenge $m_{Sm,St}$ findet daher in den betrachteten Kammern bzw. Kammervolumina keine Intensitätsbeeinflussung durch stärker werdende Wechselwirkungen zwischen den Kugeln statt.

Dies findet auch anhand des Verlaufs der Sättigungszeiten Bestätigung. Zwischen beiden Kammerdurchmessern ist beim jeweils kleinsten Kammervolumen kein Unterschied der Sättigungszeiten zu erkennen. Bei größer werdenden Bauteilabständen hingegen steigen in beiden

Kammerquerschnitten die Sättigungszeiten sehr stark an. Der unterschiedliche Verlauf des Sättigungszeitenanstiegs lässt Rückschlüsse auf die verschiedenartige Verteilung der Kugeln in der Kammer zu. Eine große Kammerquerschnittsfläche bietet den Kugeln Platz, sich außerhalb des direkten Weges zwischen Sonotrode und Bauteil aufzuhalten. Verhältnismäßig wenige Kugeln können ungehindert mit großer Energie auf dem Bauteil auftreffen. Anders verhält es sich bei dem kleinen Kammerdurchmesser. Hier befinden sich alle Kugeln zwischen Sonotrode und Kammerdeckel. Durch die häufigen Kontakte der Kugeln mit der Kammerwand (Energiedissipation) ist die auf dem Bauteil eingebrachte Energie geringer. Die höhere Anzahl an Kugeltreffern sorgt jedoch dafür, dass die Sättigungszeit niedriger ist als bei größerer Kammerquerschnittsfläche.

Festzuhalten bleibt:

- Der Intensitätsverlauf ist in dem betrachteten Bereich $0,4 \leq h_{Ka} \leq 4$ unabhängig vom zur Verfügung stehenden Kammervolumen.
- Einzig die Kammerquerschnittsfläche beeinflusst die Strahlintensität, wie in Kapitel 3.3.6 festgestellt wurde.
- Das Kammervolumen hat einen Einfluss auf den Verlauf der Sättigungszeiten. Dabei ist für die Optimierung der Sättigungszeiten ein kleines Kammervolumen (kleine Kammerquerschnittsfläche und geringe Kammerhöhe) zu bevorzugen.

3.3.8 Einfluss der Ausrichtung der Almenprobe zur Sonotrodenoberfläche

Geht man von einer homogenen Kugelverteilung mit homogener Geschwindigkeits- und Winkelverteilung aus [96], so dürfte sich kein Intensitätsunterschied bei Veränderung der Bauteil-ausrichtung einstellen. Der Winkel der Bauteiloberfläche (hier der Almenprobe) wird durch Schwenken des Almenblocks in Bezug zur horizontal ausgerichteten Sonotrodenoberfläche eingestellt (vgl. Kapitel 3.2 Versuchsaufbau).

Bei allen vorgenannten Untersuchungen war die zu strahlende Bauteiloberfläche (Almenblock mit Almenprobe) parallel zur Sonotrodenoberfläche ($\alpha = 0^\circ$) angeordnet. Verändert man nun den Winkel des Bauteils zur Sonotrode, so lässt sich eine deutliche Verringerung der Strahlintensität feststellen (Abb. 3.3-15). Dies ist bereits bei einer sehr geringen Bauteilanzwinklung der Fall. Im weiteren Verlauf mit größer werdendem Anstellwinkel verläuft die Intensitätsverringerung bis $\alpha = 60^\circ$ annähernd linear. Zugleich ist ein rascher, exponentieller Anstieg der Sättigungszeiten bis zu einem Winkel von $\alpha = 60^\circ$ zu erkennen.

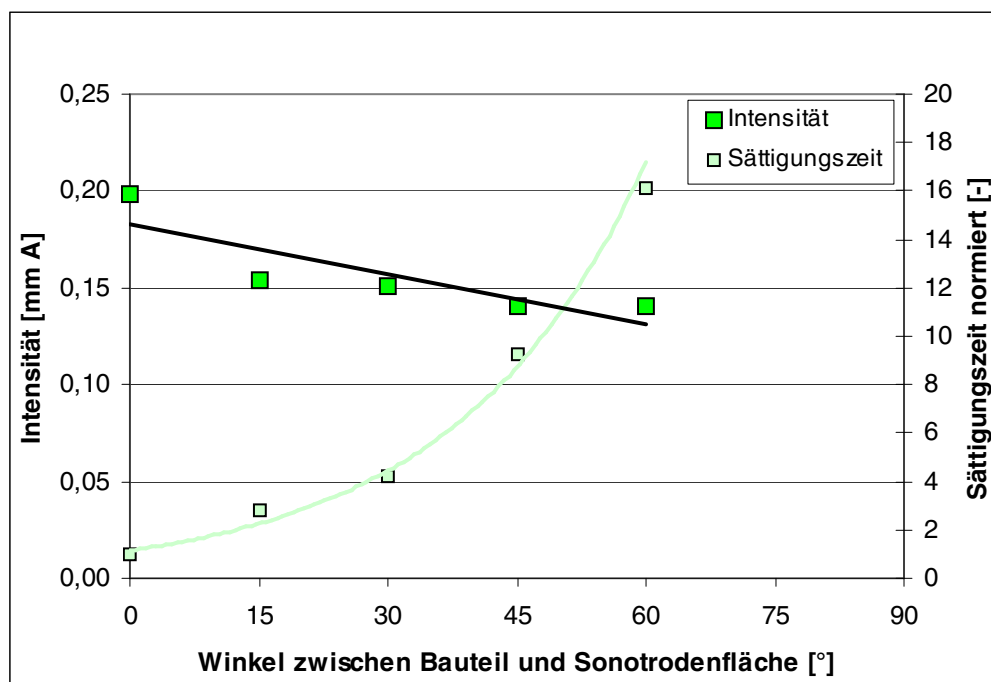


Abb. 3.3-15: Intensität und Sättigungszeit aufgetragen über den Kippwinkel zwischen Bauteil- und Sonotrodenoberfläche bei Verwendung von Strahlmittel 1 mit $d_{Ku,St} = 1$ und $m_{Sm,St} = 1$

Würde über die hier dargestellten Ergebnisse hinaus der Anstellwinkel der Almenprobe erhöht werden, ist mit einem weiteren Sättigungszeitenanstieg zu rechnen, der zum einen experimentell nicht mehr darstellbar und zum anderen nicht mehr im relevanten Anwendungsbereich liegt.

Bezieht man für die Auswertung dagegen weitere Versuche mit größeren Strahlmittelmengen ein, so wird bei Bauteilanwinklung ein positiver Einfluss der steigenden Kugelanzahl zumindest auf den Verlauf der Sättigungszeiten sichtbar (Abb. 3.3-16).

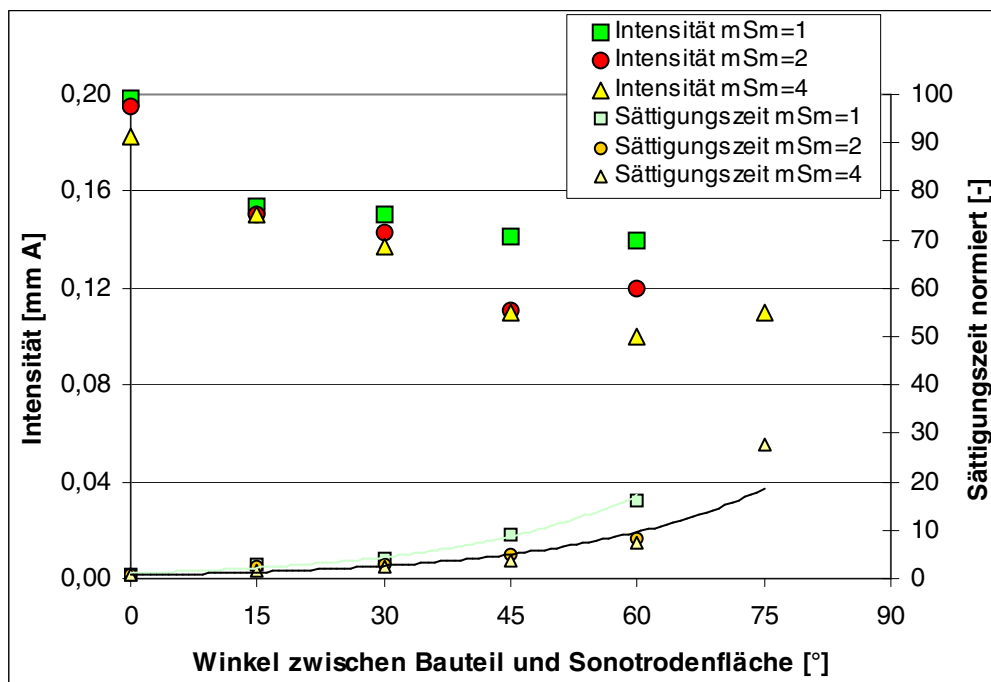


Abb. 3.3-16: Intensität und Sättigungszeit aufgetragen über den Kippwinkel zwischen Bauteil- und Sonotrodenoberfläche bei Verwendung von Strahlmittel 1 mit $d_{Ku,St} = 1$; vergleichende Betrachtung bei unterschiedlichen Strahlmittelmengen m_{Sm}

Die größere Kugelmenge in der Strahlkammer führt zu einer geringeren Strahlintensität, analog der Beschreibungen in Kapitel 3.3.2 (Einfluss der Strahlmittelmenge).

Es gilt auch hier: Eine Erhöhung der Strahlmittelmenge über den optimalen Wert hinaus führt zu niedrigeren Strahlintensitäten.

Die Intensitätswerte bei $m_{Sm} = 2$ und 4 weisen beim Übergang von $\alpha = 0^\circ$ zu 15° keinen Sprung auf. Die Intensitäten sinken kontinuierlich bis zu einem Winkel von $\alpha = 45^\circ$ bis 60° . In diesem Bereich der Kippwinkel bildet sich bei allen hier betrachteten Kugelmengen ein Plateau bzw. ein Tiefpunkt der erzielbaren Strahlintensität aus.

Wegen der sehr langen Strahlzeiten wurde lediglich mit $m_{Sm} = 4$ eine vollständige Sättigungskurve bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 75^\circ$ aufgenommen. Die Intensität fällt auch hier nicht weiter ab und steigt - im Gegenteil - sogar leicht an.

Bei Neigungswinkeln von $\alpha \leq 60^\circ$ ist der Anstieg der Sättigungszeiten in Abhängigkeit der Strahlmittelmenge sehr gut mit Hilfe exponentieller Funktionen beschreibbar. Je mehr Strahlmittel verwendet wird, desto geringer ist der Anstieg der Sättigungszeiten. Wird die Bauteiloberfläche auf $\alpha = 75^\circ$ ($m_{sm} = 4$) angewinkelt, so ist trotz der großen Strahlmittelmengen ein sehr starker Sättigungszeitenanstieg zu verzeichnen. Dieser fällt derart groß aus, dass eine Beschreibung mit der exponentiellen Fitfunktion (schwarz) nicht mehr gelingt. Der T1-Punkt beträgt in diesem Fall mehr als das 27-fache der Standardsättigungszeit.

Betrachtet man die Anwinklung des Bauteils bei Veränderung des Bauteilabstandes $h_{ka} = 1$ auf das 1,6-fache, so lassen sich die bereits erhaltenen Ergebnisse vollständig bestätigen (siehe Anhang Abb. 5). Der Verlauf der Intensitäten bei beiden Probenabständen ist vergleichbar. Bei größerem Bauteilabstand ist die Strahlintensität leicht niedriger, wohingegen die Sättigungszeiten geringfügig größer ausfallen. Der Bauteilabstand besitzt auch hier, wie im Kapitel 3.3.5, keinen entscheidenden Einfluss auf das Strahlergebnis.

Anhand der erhaltenen Messergebnisse kann somit geschlussfolgert werden:

- Es liegt keine homogene Verteilung der Geschwindigkeitsvektoren der Kugeln in der Strahlkammer vor, da sich sonst unabhängig vom Kippwinkel eine immergleiche Intensität einstellen müsste.
- Bereits eine geringe Bauteilanwinklung führt zu einer deutlichen Reduzierung der Intensitätswerte.

Daraus kann abgeleitet werden, dass eine Vorzugsrichtung der Kugeln orthogonal zur Sonotrodenoberfläche vorliegen muss. Dies bestätigt sich auch bei Betrachtung der Sättigungszeiten, welche mit Erhöhung des Kippwinkels zwischen Bauteil und Sonotrode sehr stark ansteigen.

3.3.9 Einfluss der Probenausrichtung zur Sonotrode beim Einsatz eines Prallbleches

Mit dem Einbau eines Prallbleches soll im Nachfolgenden geprüft werden, ob die Intensitäten durch gezielte Umlenkung der Kugeln erhöht bzw. die Sättigungszeiten verringert werden können.

Für die Experimente wird dazu einseitig an den schwenkbaren Almenblock ein ca. 2 mm dickes Blech montiert, dass im Winkel von $\alpha_B = 45^\circ$ zum Kammerdeckel und zur horizontal ausgerichteten Sonotrodenoberfläche steht. Der Almenblock wird bei der Winkelvariation mit der Almenprobe in Richtung des Prallbleches gedreht (Abb. 3.3-17).



Abb. 3.3-17: Kammerdeckel mit schwenkbarer Almenprobe (links $\alpha = 0^\circ$ und rechts $\alpha = 90^\circ$) und Prallblech mit $\alpha = 45^\circ$ zur Sonotrodenoberfläche

Mit diesem Aufbau sollen vollständige Sättigungskurven bei Bauteilanwinkelung von $\alpha = 0^\circ$ (parallel) bis 90° (senkrecht zur Sonotrode) aufgenommen werden. Zur Reduzierung des zeitlichen Aufwands wird auf große Strahlmittelmengen zurückgegriffen (vgl. mit Ergebnissen aus Kapitel 3.3.8). In Abb. 3.3-18 ist der Intensitäts- und Sättigungszeitenverlauf bei $m_{Sm} = 4$ (Strahlmittel 1) dargestellt, in Abb. 3.3-19 bei Verwendung von Strahlmittel 2 mit $m_{Sm} = 5,25$.

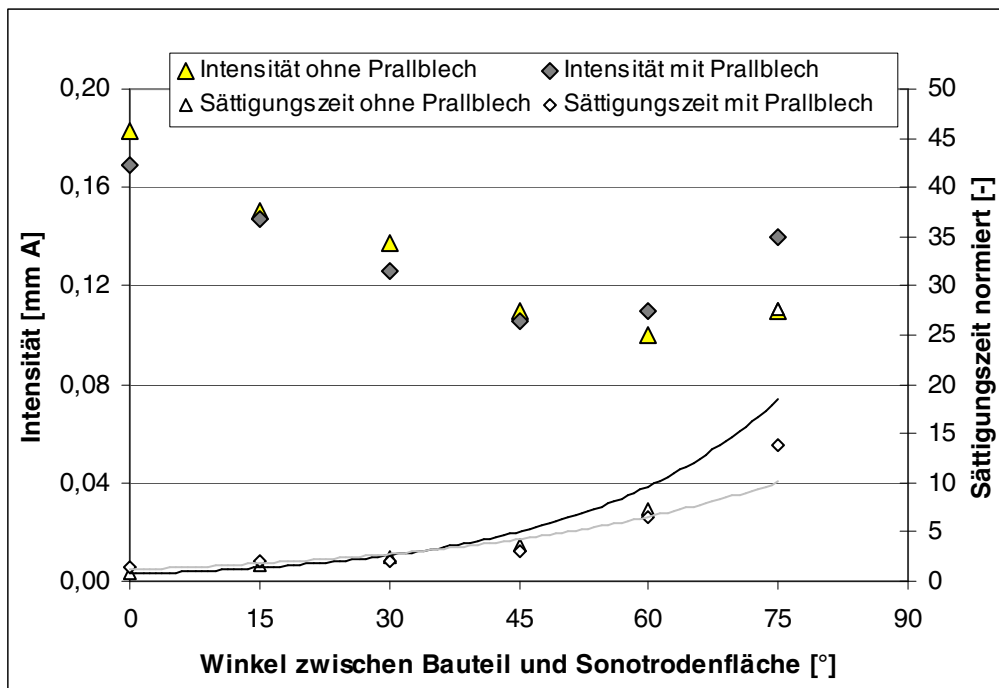


Abb. 3.3-18: Intensitäts- und Sättigungszeitenverlauf mit und ohne Prallblech bei Verwendung von Strahlmittel 1; $d_{Ku} = 1$; Kammerhöhe $h_{Ka} = 1$; $m_{Sm} = 4$

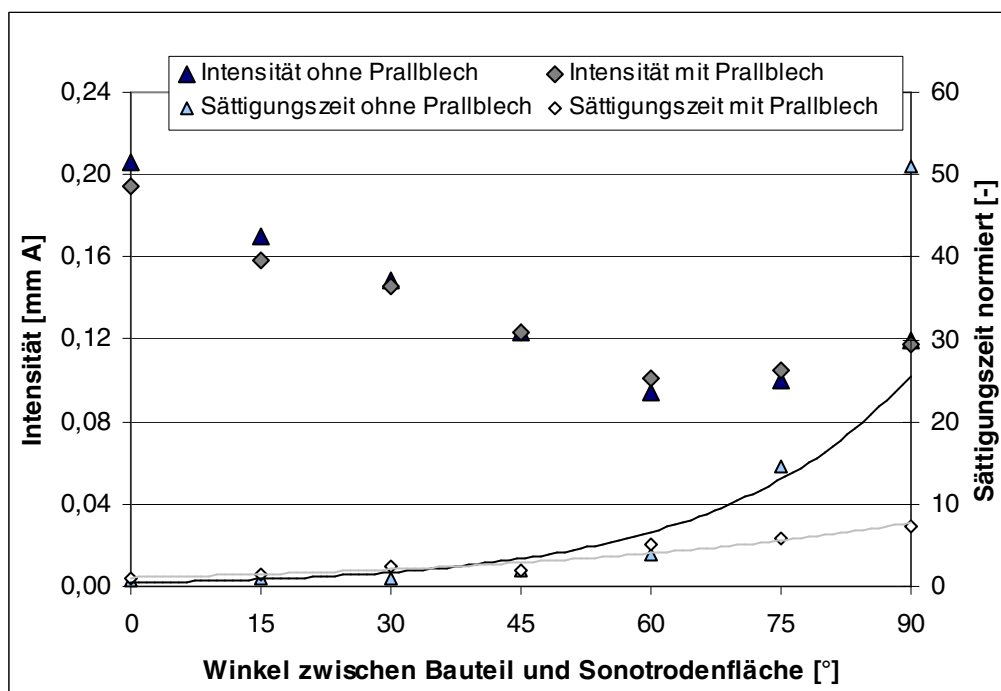


Abb. 3.3-19: Intensitäts- und Sättigungszeitenverlauf mit und ohne Prallblech bei Verwendung von Strahlmittel 2; $d_{Ku} = 0,91$; Kammerhöhe $h_{Ka} = 1$; $m_{Sm} = 5,25$

Aus beiden Versuchsreihen geht hervor, dass Umlenkmale bei Bauteilneigungen von $\alpha \leq 60^\circ$ keine wesentliche Veränderung der Intensitäten mit sich bringen. Bei $\alpha > 60^\circ$ ist bei Strahlmittel 1 eine deutliche Vergrößerung der Intensitätswerte zu beobachten, die jedoch bei Strahlmittel 2 keine Bestätigung findet.

Die Strahlzeiten fallen deutlich geringer aus, wenn, im Gegensatz zu den Aufbauten ohne Umlenkflächen, das Prallblech bei Winkeln $\alpha > 60^\circ$ zum Einsatz kommt. Durch die gezielte Strahlmittelreflexion wird offensichtlich eine schnellere Sättigung der Almenprobendurchbiegung erreicht. Bei den Versuchen mit Strahlmittel 1 ist dieser Effekt leider nicht vollständig bis $\alpha = 90^\circ$ nachweisbar. Dies liegt an den Strahlzeiten, die ab Anstellwinkeln $\alpha > 60^\circ$ sehr stark steigen. Die Ergebnisse in Abb. 3.3-19 (mit Strahlmittel 2) zeigen jedoch, dass die Erhöhung der Sättigungszeiten in diesem Bereich durch ein Prallblech nur noch moderat erfolgt.

Als Fazit der Untersuchungen mit angekippten Almenproben und der weiteren Versuche mit Prallblech kann folglich formuliert werden:

- Es besteht eine deutliche Abhängigkeit der Strahlintensität und der Sättigungszeit von der Ausrichtung der zu strahlenden Oberfläche zur Sontodenarbeitsfläche.
- Mit steigendem Kippwinkel ($0^\circ \leq \alpha \leq 60^\circ$) sinkt die Intensität deutlich und die Sättigungszeit steigt an.
- Ab $\alpha > 60^\circ$ ist mit keiner weiteren Intensitätsverringering zu rechnen. Die Sättigungszeit steigt hingegen in diesem Bereich sehr stark an.
- Der Einsatz von Prallblechen kann bei sehr großen Neigungswinkeln ($75^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$) zumindest bei Strahlmittel 1 zu einer leichten Erhöhung der erzielten Intensitäten führen. Bei Strahlmittel 2 ist keine Auswirkung auf die Intensitätswerte festzustellen. Der Anstieg der Sättigungszeiten bei großen Neigungswinkeln kann durch Prallbleche deutlich vermindert werden.

3.4 Auswertung der Untersuchungsergebnisse

3.4.1 Strahlintensität

Die durchgeführten Untersuchungen haben gezeigt, dass die Masse der Strahlmittelkugeln sowie die Kugelgeschwindigkeit, die durch die Amplitude beeinflusst werden kann, die deutlichsten Auswirkungen auf die Strahlintensität haben. Demzufolge konnten Indizien dafür gefunden werden, dass auch beim Ultraschallkugelstrahlen, analog zum konventionellen Kugelstrahlen, ein linearer Zusammenhang zwischen dem Kugelimpuls und der Strahlintensität besteht. Der Dichteunterschied sowie der betrachtete Härteunterschied beider Strahlmittelmaterialien wirken sich dagegen nicht nennenswert auf die Intensitäten aus.

Erhöht man die Strahlmittelmenge bei gleich bleibenden Kammerdimensionen stark, so kommt es vermehrt zu Kugel-Kugel-Zusammenstößen. Dies führt ab einer vom Durchmesser der Strahlkammer abhängigen spezifischen Strahlmittelmenge zu einer Reduzierung der Strahlintensität (vgl. Kapitel 3.3.2). Obwohl der Zusammenstoß zweier Kugeln als annähernd elastisch angenommen wird [66] [16], sinkt durch die steigende Anzahl von Kugelzusammenstößen die auf das Bauteil eingebrachte Energie der Kugeln. Außerdem sinkt die Wahrscheinlichkeit, dass Kugeln mit optimalem Einfallswinkel auf der Bauteilfläche auftreffen.

Bei der bisherigen Auswertung der Ergebnisse wurde nur der Einfluss der Kugelanzahl bei unterschiedlichen Kugeldurchmessern oder Strahlmittelmaterialien genauer analysiert (vgl. Kapitel 3.3.2 und 3.3.3). Verändert man die Darstellung, indem man die Intensität über den Flächenquotienten A_q aufträgt, so wird dabei die Querschnittsfläche aller verwendeten Kugeln über die Querschnittsfläche der jeweiligen Kammer normiert (Formel 3.4-1). Dieser Quotient stellt für die simplen, zylindrischen Kammergeometrien einen Wert dar, welcher adäquat die Wahrscheinlichkeit der gegenseitigen Kugelbehinderung beschreibt. Bei Werten nahe Null ist die Wahrscheinlichkeit sehr gering, dass es beim Flug der Kugel von der Sonotrode bis zur dazu parallelen Bauteiloberfläche zu einem Kugel-Kugel-Kontakt kommt. Mit steigender Kugelanzahl hingegen steigt die Wahrscheinlichkeit des Zusammenstoßes zweier Kugeln, da die freie Querschnittsfläche der Kammer sinkt.

$$A_q = \Sigma A_{Ku,quer} / A_{Ka,quer}$$

Formel 3.4-1

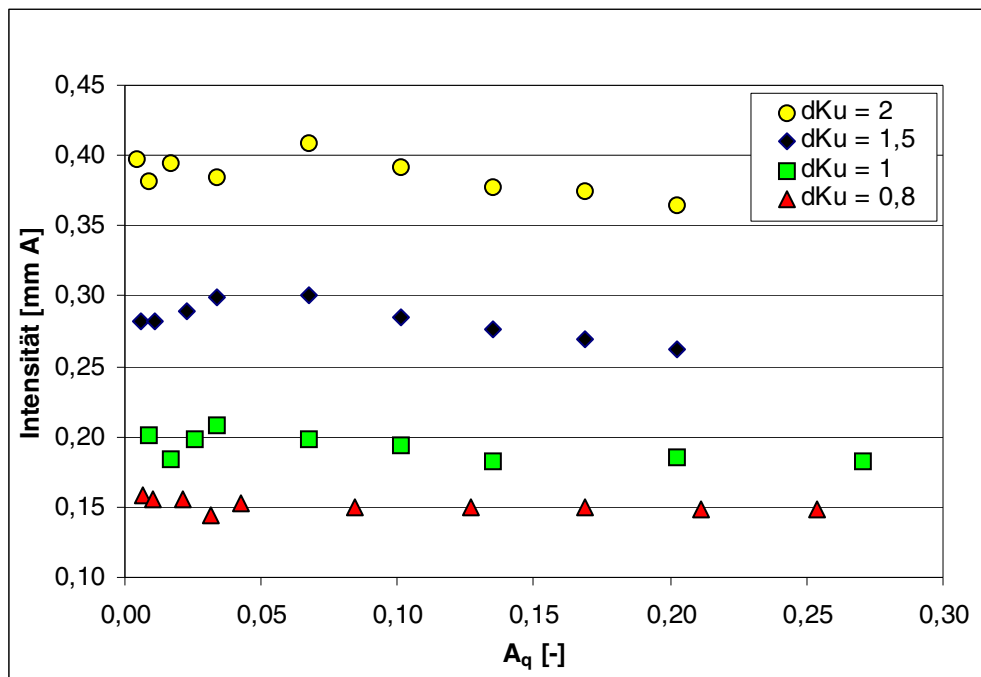


Abb. 3.4-1: Intensität über dem Flächenquotienten bei verschiedenen Kugeldurchmessern

In Abb. 3.4-1 ist deutlich zu erkennen, dass alle Intensitätsmaxima im Bereich von $0,04 \leq A_q \leq 0,08$ liegen. Bei kleinen Kugeldurchmessern ($d_{Ku} = 0,8$) ist in dem betrachteten Bereich keine Auswirkung der Strahlmittelmenge auf die Intensität festzustellen.

Trägt man zudem die Messergebnisse mit $d_{Ku,St} = 1$ bei verschiedenen Kammerdurchmessern über A_q auf, so ist ein Intensitätsmaximum, das direkt an einen speziellen Flächenquotienten gekoppelt ist, nicht erkennbar (Anhang Abb. 6). Bei sehr kleinen A_q -Werten um 0,07 ist die Strahlintensität bei allen Kammerdurchmessern am größten. Die Intensitäten sind ebenfalls hoch, wenn $A_q < 0,07$ ist, jedoch unterliegen die Messwerte in diesem Bereich einer größeren Streuung.

Mit Einführung des Flächenquotienten kann der Einfluss der freien Querschnittsfläche auf die Intensität in Abhängigkeit von der verwendeten Strahlmittelmenge analysiert werden. Dies gilt jedoch ausschließlich bei der Annahme, dass die Höhe der Strahlkammer bis $h_{Ka} = 4$ keinen Einfluss auf die Strahlintensität hat (vgl. Kapitel 3.3.5). Will man diese These überprüfen, so ist es nötig, die Intensität bei verschiedenen Kammerquerschnitten und Kammerhöhen über der Anzahl an Kugeln pro Volumeneinheit aufzutragen (Abb. 3.4-2).

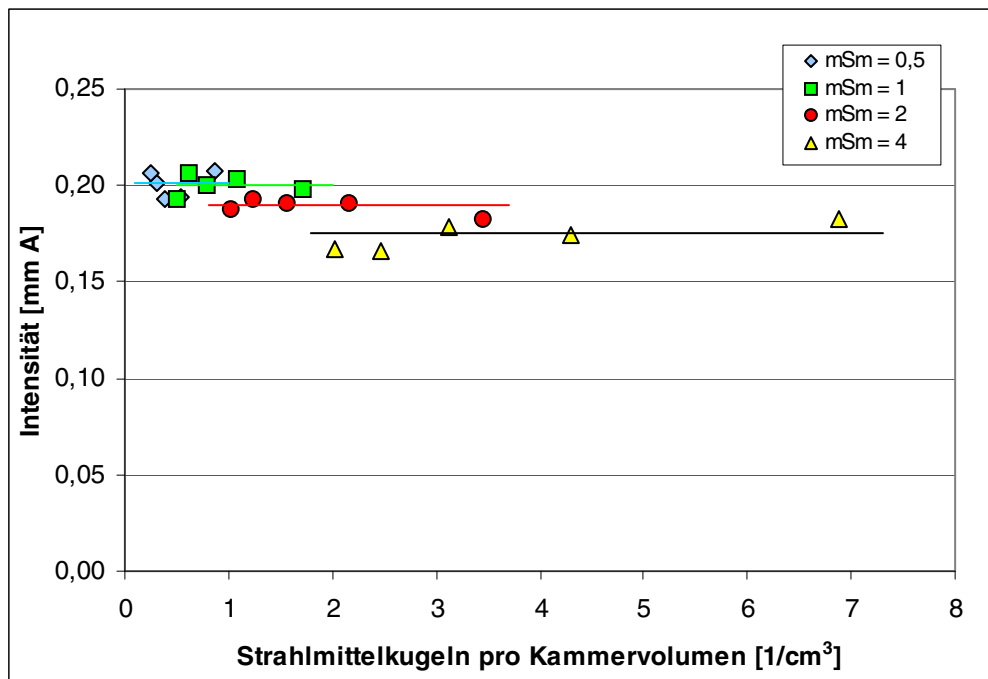


Abb. 3.4-2: Intensität bei Variation der Strahlmittelmenge pro Kammervolumen (Kugelanzahldichte) durch Veränderung der Kammerhöhe $1 \leq h_{Ka} \leq 3,4$; Strahlmittel 1; $d_{Ku,St} = 1$

Bei Veränderung der Kammerhöhen - und somit des Kammervolumens - sind keine eindeutigen Tendenzen für die Entwicklung der Strahlintensität zu erkennen. Daraus ergibt sich, dass allein die Strahlmittelmenge einen Einfluss auf die Höhe der Intensität hat. Bei konstanter Strahlmittelmenge schwanken die Intensitätswerte ausschließlich im definierten Streubereich von $\pm 0,1$ mm A.

In Abb. 3.4-3 ist eine kombinierte Betrachtung der Variation von Strahlmittelmenge und Kammerhöhe dargestellt. Auch hier lässt sich lediglich erkennen, dass sehr hohe Strahlmittelmengen (Werte größer 2 Kugeln/cm^3) einen Intensitätsabfall bewirken. Die beiden Verläufe der Messwerte decken sich sehr gut. Im Bereich von ca. $0,7$ bis 2 Kugeln/cm^3 ist ein Intensitätsmaximum ausgeprägt.

Analoge Betrachtungen mit Strahlmittel 2 bestätigen, dass bei Kugelmengen $\geq 0,7 \text{ Kugeln/cm}^3$ die größten Intensitäten erreicht werden (Anhang Abb. 7). Da sich in diesem Fall kein explizites Intensitätsmaximum einstellt, also bei größeren Kugelmengen kein so deutlicher Intensitätsabfall zu bemerken ist, lässt sich übereinstimmend für beide Strahlmitteltypen nur die oben genannte Untergrenze der Kugelanzahldichte definieren.

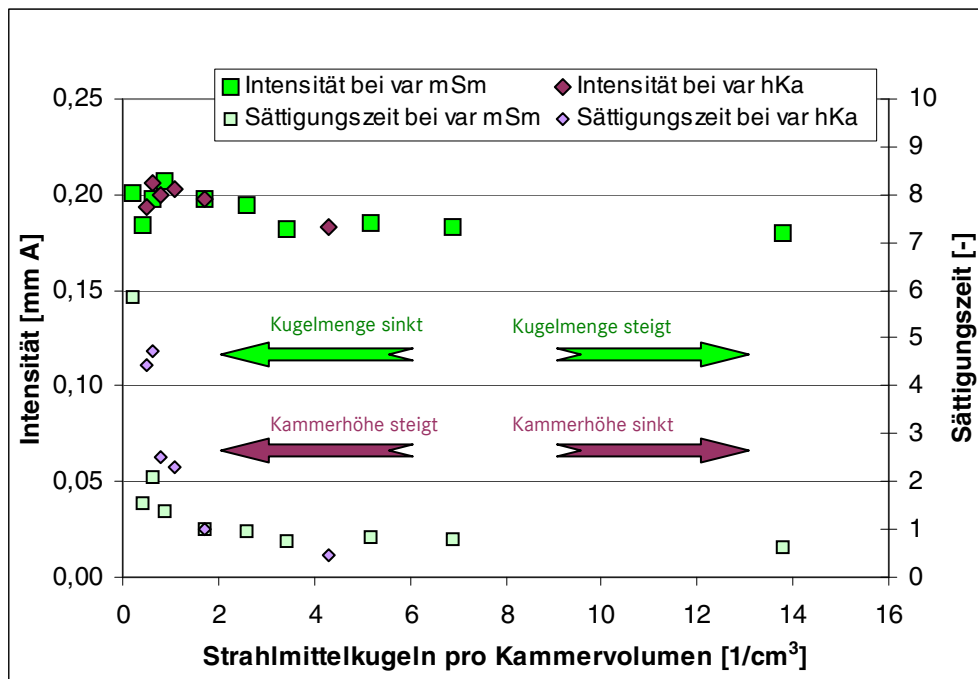


Abb. 3.4-3: Intensität und normierte Sättigungszeit bei Strahlmittelmengen- (var m_{Sm}) und Kammerhöhenvariation (var h_{Ka}); Strahlmittel 1; $d_{Ku,St} = 1$; $0,12 \leq m_{Sm} \leq 8$; $0,4 \leq h_{Ka} \leq 3,4$

Mit diesen Ergebnissen wird gezeigt:

- Innerhalb der betrachteten Grenzen ($0,4 \leq h_{Ka} \leq 4$) hat nicht die Kammerhöhe, sondern allein der Kammerdurchmesser einen Einfluss auf die Strahlintensität.
- Bei Standardparameterbedingungen mit Variation der Strahlmittelmenge wird bei einem Flächenquotienten $0,05 \leq A_q \leq 0,07$ die höchste Intensität erreicht.
- Eine Vergrößerung der Kammerquerschnittsfläche kann zu einer Erhöhung der Intensität führen.

Daraus ergeben sich Bedingungen, an denen die Parameterauslegung zur Erzeugung maximaler Strahlintensitäten (ohne Veränderung von Schwingungsamplitude und -frequenz) für die hier betrachteten Kammern erfolgen kann:

- Die Strahlmittelmenge sollte so gewählt werden, dass der Flächenquotient $A_q \leq 0,1$ ist.
- Es erweist sich als vorteilhaft, mindestens $0,7 \text{ Kugeln/cm}^3$ einzusetzen. Abhängig vom verwendeten Strahlmitteltyp kann der Einsatz von mehr als $2 \text{ Kugeln pro cm}^3$ zu einem Intensitätsrückgang führen.

Ein weiterer, hier noch nicht berücksichtigter Strahlparameter ist die Ausrichtung des Bauteils in der Strahlkammer. Für maximale Intensitäten ist die zu strahlende Oberfläche parallel zur Sonotrodenoberfläche ($\alpha = 0^\circ$) anzuordnen. Bei davon abweichenden Winkeln sinkt die Intensität deutlich und nahezu linear bis zu einem Anstellwinkel von ca. $\alpha = 60^\circ$. Bei Winkeln $60^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$ ist kein weiterer Abfall der Intensität feststellbar – die Intensitätswerte stabilisieren sich auf niedrigem Niveau. Der Einsatz eines Prallbleches oder Deflektors wirkt sich bei Winkeln zwischen Bauteiloberfläche und Sonotrode von $\alpha > 45^\circ$ positiv auf die erzielten Intensitäten aus. Die Größe dieses Effektes wird bedingt durch die Eigenschaften des eingesetzten Strahlmitteltyps.

Eine Erklärung für die aufgetretenen Phänomene liefert folgende These:

Die Annahme einer homogenen Kugelgeschwindigkeitsverteilung beim Ultraschallkugelstrahlen ist nur bedingt gegeben. Durch die Anregung der Kugelbewegung über die horizontal angeordnete Oberfläche der Sonotrode stellt sich eine Vorzugsrichtung der Kugeln ein. Es ist daher von einer mehr oder minder gerichteten, aber dennoch sehr inhomogenen Kugelgeschwindigkeits- und Winkelverteilung in der Kammer auszugehen. Die Verteilung der Kugeln im Kammervolumen erfolgt weitgehend gleichmäßig.

Mit der Annahme, dass Kugeln bevorzugt in Bewegungsrichtung der Sonotrodenoberfläche durch die Kammer fliegen, kann erklärt werden:

- die gleich bleibende Strahlintensität bei Kammerhöhen bis $h_{Ka} = 4$
- der Intensitätssprung, wenn Kammern mit großem Kammerquerschnitt verwendet werden
- die deutliche Reduzierung der Intensität bei Bauteilkipfung (mit starkem Anstieg der Sättigungszeiten) und
- die Verläufe von Intensität und Strahlzeit bei Verwendung von Prallblechen.

Beim konventionellen Kugelstrahlen tritt eine Reduzierung der Strahlintensitäten mit dem Kosinus des Einfallwinkels auf [27] [113]. Dieser Effekt ist beim Ultraschallkugelstrahlen nicht zu beobachten. Damit lässt sich einer der postulierten Vorteile des Verfahrens gegenüber dem konventionellen Kugelstrahlen bestätigen:

Durch die Kugelabpraller am Bauteil und den Kammerwänden wird auch bei Bauteilflächen, die ungünstig zur Sonotrodenoberfläche ausgerichtet sind, eine Strahlwirkung erzielt. Die Strahlintensität liegt dabei im ungünstigsten Fall ungefähr um die Hälfte niedriger als bei optimaler Bauteilausrichtung.

Mit Hilfe der hier gewonnenen Erkenntnisse und daraus abgeleiteten Thesen wird deutlich, dass sehr komplexe Zusammenhänge zwischen den verschiedenen Strahlparametern existieren. Die Ergebnisse besitzen nur für den betrachteten Spezialfall mit idealisierter Kammergeometrie Gültigkeit. So können für die Anwendung des Strahlverfahrens bei komplexen Bauteilgeometrien mit gänzlich verschiedenartigen Kammerausführungen die Werte des optimalen Flächenquotienten oder der idealen Kugelanzahldichte nicht oder nur sehr eingeschränkt herangezogen werden.

Anhand der bisher gemessenen Kenngrößen Intensität und Strahlzeit bleibt die Kugelbewegung (Größe und Richtung der Geschwindigkeitsvektoren) in der Strahlkammer weitgehend unbekannt. Sicher ist lediglich, dass die Strahlintensität in einem direkten Zusammenhang mit der Kugelgeschwindigkeit stehen muss. Es kann jedoch nicht die Frage beantwortet werden, welche makroskopischen und mikroskopischen Vorgänge in der Strahlkammer stattfinden. Beispielsweise wird die aus der Sonotrodenschwingung resultierende Kugelgeschwindigkeit maßgeblich durch die mikroskopischen Vorgänge bei der Energieübertragung von der Sonotrode auf die Kugeln bedingt. Die plastische Verformung der Sonotrodenoberfläche beim Zusammenstoß mit einer Kugel führt dazu, dass bestimmte Anteile der eingebrachten Energie nicht in kinetische Energie der Kugel umgewandelt werden. Ähnliche Wechselwirkungen werden an der Bauteiloberfläche zu beobachten sein, die bisher ebenso wenig Berücksichtigung fanden. Im Kapitel 4 folgen daher weitergehende Untersuchungen, um die Auswirkungen der Ultraschallstrahlbehandlung auf die Oberflächeneigenschaften von Almenproben zu erfassen. Hierdurch wird erwartet, dass Rückschlüsse auf zumindest die maximale Kugelgeschwindigkeit gezogen werden können. Auch lassen sich über die resultierenden Oberflächeneigenschaften gegebenenfalls die Vorteile des Verfahrens im Vergleich zum konventionellen Kugelstrahlen beschreiben. Zudem muss ein Weg gefunden werden, die Kugelbewegung quantitativ zu erfassen und diese bei Parametervariation in Korrelation zu der sich einstellenden Strahlintensität zu setzen.

3.4.2 Sättigungszeit

Die Sättigungszeiten werden hauptsächlich von der Strahlmittelmenge, dem Abstand der Sonotrode zum Bauteil und der Schwingungsamplitude beeinflusst.

Trägt man die Sättigungszeiten für beide Strahlmitteltypen (konstante Strahlmittelmenge, variieren der Kugeldurchmesser) über der Kugelanzahl auf, so kann bei kleineren Kugeldurchmessern eine Absenkung der Sättigungszeiten festgestellt werden (Anhang Abb. 4). Mit steigender Anzahl an Kugeln in der Kammer wird die Sättigungszeit reduziert.

- Das Strahlmittelmateriale beeinflusst die Sättigungszeiten nur gering. Nur bei sehr kleinen Strahlmittelmengen (< 500 Stück) erfolgt die Sättigung bei Kugeln mit großer Dichte und Härte schneller als bei den Standardkugeln.
- Bei sehr großen Strahlmittelmengen ($m_{sm} > 4$) und gleichzeitiger Bauteilanwinklung bis zu $\alpha = 90^\circ$ werden mit Strahlmittel 2 vergleichsweise deutlich geringere Strahlzeiten bestimmt.

Weitere Untersuchungsergebnisse sind:

- Es gibt ein Strahlzeitenminimum, welches vom Kammerdurchmesser abhängig ist.
- Bei sehr geringen Kugelmengen (< 500 Stück) findet ein vom Strahlmitteltyp unabhängiger Anstieg der Sättigungszeiten in exponentieller Form statt.

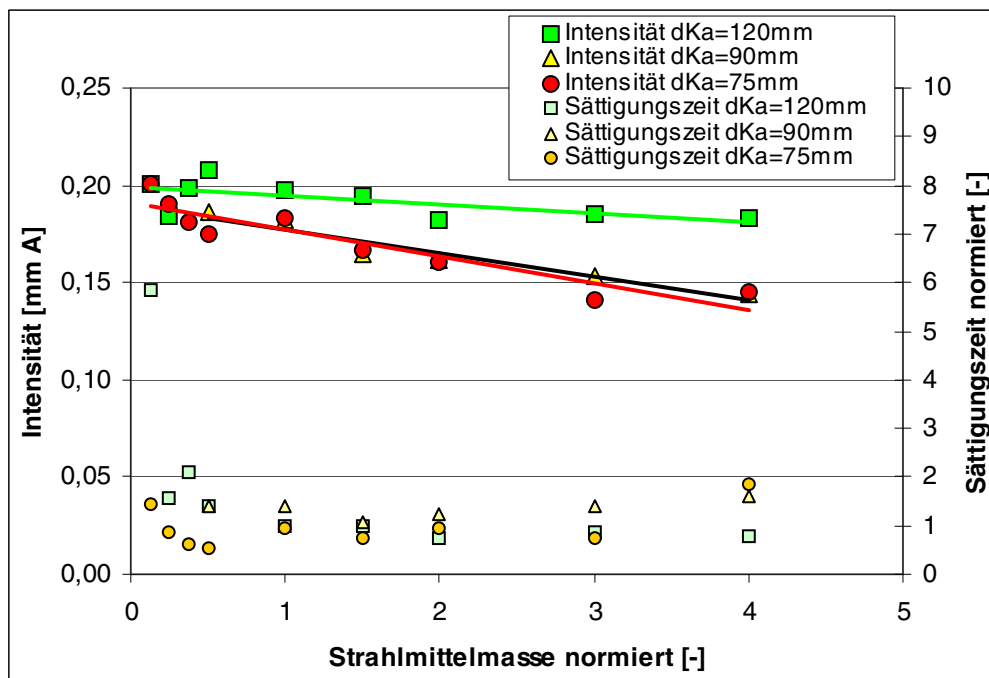


Abb. 3.4-4: Intensitäten und Sättigungszeiten aufgetragen über dem Flächenquotienten A_q

Werden die Sättigungszeiten über dem Flächenquotienten A_q aufgetragen (Abb. 3.3-4), so bestätigen sich die eben getroffenen Aussagen. Aus der Auswertung der Intensitätswerte ergibt sich, dass bis $A_q \leq 0,15$ keine nennenswerten Intensitätsabfälle zu verzeichnen sind. Im Allgemeinen ist im Bereich $0,05 \leq A_q \leq 0,15$ das Minimum der Sättigungszeit zu finden. Lediglich bei sehr großen Kammerquerschnittsflächen kann das Minimum bei $A_q > 0,15$ liegen. Die Unterschiede der Sättigungszeiten sind dann jedoch nur noch sehr schwach ausgeprägt und können daher vernachlässigt werden. Bei sehr geringen Strahlmittelmengen ist unabhängig vom Kammerdurchmesser und dem verwendeten Strahlmitteltyp ein starker Anstieg der Sättigungszeiten zu verzeichnen.

Anhand der vorliegenden Ergebnisse der Intensitäten und Sättigungszeiten wird der Bereich $0,05 \leq A_q \leq 0,15$ als Optimum der Strahlbehandlung definiert.

Die Amplitude der Sonotrodenschwingung und der Abstand der Sonotrode zum Bauteil haben folgende Auswirkungen auf die Sättigungszeiten:

Mit steigendem Bauteilabstand steigt die Sättigungszeit. Erhöht man hingegen die Amplitude, sinkt die Sättigungszeit.

Die Sättigungszeit hängt demnach sehr stark davon ab, wie schnell der Weg zwischen Sonotrode und Bauteil von einer Kugel zurückgelegt wird. Eine Veränderung der Sonotrodenamplitude ist daher besonders deutlich bei den Sättigungszeiten zu spüren.

Bei Winkeln abweichend von der parallelen Ausrichtung zur Sonotrodenoberfläche tritt ein sehr großer Sättigungszeitenanstieg auf. Hieraus kann, ebenso wie beim Intensitätsabfall, geschlussfolgert werden, dass eine Vorzugsrichtung der Strahlmittelkugeln vorhanden sein muss. Diese ist offensichtlich durch die Richtung der Sonotrodenschwingung bedingt. Die Kugeln werden, unabhängig vom Einfallwinkel, durch die wirkende Beschleunigungskraft hin zur Bewegungsachse der Sonotrode abgelenkt. Auch das Rückprallverhalten der Kugeln vom angekippten Almenblock wird negativ beeinflusst. Ein Großteil der Kugeln prallt durch die Umlenkung nicht direkt auf die Sonotrode zurück, um dort erneut Energie aufnehmen zu können. Vielmehr gelangen die Kugeln dann erst über Umwege, z.B. die Kammerwände, zurück zum Impulsgeber, was mit weiteren Energieabgaben verbunden ist. Zudem verringert sich durch eine Anwinklung die Projektionsfläche der Almenprobe für den direkten Kugelbeschuss von der Sonotrode. Geringere Intensitäten und höhere Strahlzeiten sind die Folge.

3.4.3 Zusammenfassung

Aus den Messergebnissen dieses Kapitels lassen sich nachfolgende Aussagen ableiten. Einen deutlichen Einfluss auf das Strahlergebnis beim Ultraschallkugelstrahlen haben:

- die Schwingungsamplitude der Sonotrode,
- die Ausrichtung des Bauteils zur Sonotrode und
- die Materialeigenschaften des Strahlmittels.

Zudem sind die Strahlmittelmenge und die Abmaße der Kammer von Bedeutung, die in engem Verhältnis zueinander stehen, wenn es um die Erzeugung optimaler Strahlbedingungen geht. Jedoch fällt der Einfluss auf das Strahlergebnis geringer aus als bei den oben genannten Größen.

Zur Bestimmung der idealen Belegung einer Strahlkammer (ermittelt und geprüft am verwendeten zylindrischen Kammeraufbau) wird das Verhältnis von summierter Kugelquerschnittsfläche zur Kammerquerschnittsfläche definiert. Der sich daraus ergebende Flächenquotient A_q muss Werte zwischen $0,05 \leq A_q \leq 0,15$ einnehmen, um bei einer fixierten Schwingungsamplitude im Optimum der Strahlintensität und der Sättigungszeit zu liegen.

Zur Erhöhung der Intensität können folgende Maßnahmen ergriffen werden:

- Erhöhung der Sonotrodenamplitude
- Vergrößerung des Kugeldurchmessers
- Kugelmateriale mit größerer Dichte und/oder Härte
- parallele Ausrichtung der Bauteiloberfläche zur Sonotrode
- Kammer mit ausreichend großer Querschnittsfläche bereitstellen
- Strahlkugelmenge mit Hilfe des Flächenquotienten optimieren

Zur Strahlintensitätsreduzierung führen folgende Veränderungen:

- Verringerung der Sonotrodenamplitude
- Verringerung des Kugeldurchmessers
- Kugelmateriale mit geringerer Dichte und/oder Härte
- deutliche Erhöhung der Strahlmittelmenge in der Kammer (bei $A_q \approx 1$ beträgt die Intensitätsreduzierung rund 20% im Vergleich zu $A_q = 0,1$)
- Veränderung der Bauteilausrichtung zur Sonotrode ($\alpha > 0^\circ$, bei $\alpha \approx 60^\circ$ ist eine um bis zu 50% geringere Strahlintensität möglich)
- Veränderung des Kammerdesigns (z.B. kleinere Kammerquerschnittsfläche)

Um die Sättigungszeiten zu optimieren, können folgende Änderungen der Parameter vorgenommen werden:

- große Strahlmittelmengen, wenn keine maximale Intensität gefordert
- geringer Bauteilabstand zur Sonotrode
- hohe Kugelgeschwindigkeiten/hoher Kugelimpuls durch Erhöhung der Amplitude sowie große Materialdichte der Strahlkugeln

Die aus den Messergebnissen gewonnenen Strahlparameterabhängigkeiten und Richtwerte gelten ausschließlich für die hier verwendeten Strahlkammern und Randbedingungen. Die Anwendung bei anderen Kammergeometrien und Parametern, welche mit diesen Untersuchungen nicht abgedeckt wurden, ist nicht gewährleistet. Dies ist bedingt durch die sehr komplexen Wechselwirkungen des Strahlmittels mit der Sonotrode, dem Bauteil/der Bauteilkontur, den Elementen der Kammerwände sowie der Strahlmittelkugeln untereinander. Weitere experimentelle Überprüfungen sind speziell für andere Bauteilgeometrien unerlässlich, da ein Einfluss auf die Kugelbewegung sehr wohl vorhanden ist, dieser aber anhand der Ergebnisse nicht eindeutig quantifiziert werden kann.

Dies führt zu dem Fazit, dass allein über die Auswertung der experimentellen Untersuchungen zur Wirkung einzelner Strahlparameter keine umfassende Beschreibung der Vorgänge beim Ultraschallkugelstrahlen möglich ist. Im Folgenden soll daher geprüft werden, wie sich die Strahlbehandlung auf die Oberflächeneigenschaften des Bauteils bzw. der Almenprobe auswirkt. Informationen über die Kugelgeschwindigkeit und die genauen Kugelbewegungen in der Kammer können zudem einen Beitrag leisten, eine Korrelation zu den gemessenen Intensitätswerten herzustellen.

4 Oberflächeneigenschaften nach dem Kugelstrahlen

Zur besseren Beurteilung der Vorgänge beim Ultraschallkugelstrahlen sollen die Eigenschaften untersucht, die sich nach der Strahlbehandlung auf dem Bauteil einstellen. Ein vorrangiges Ziel ist hierbei, Informationen über die Kugelgeschwindigkeiten der auf die Probenoberfläche auftreffenden Kugeln zu erhalten. Die Ergebnisse von z.B. Eigenspannungsmessungen oder Lastwechseltests zeigen auf, welche Veränderung der Bauteileigenschaften durch das US-Kugelstrahlverfahren realisierbar ist.

Wesentliche, an Proben untersuchte Eigenschaften nach der Strahlbehandlung sind:

- die Oberflächentopographie zur Charakterisierung des Strahlbildes,
- der Eindruckdurchmesser einzelner Kugeln auf der Bauteiloberfläche,
- das Eigenspannungstiefenprofil mit maximal eingebrachter Eigenspannung und Tiefe der Kugelstrahlwirkung,
- die Halbwertsbreite der röntgenographisch ermittelten Eigenspannungen als Maß der Kaltverformung an der Oberfläche und
- Lastwechselversuche zur Bestimmung der Widerstandsfähigkeit gegen Fretting.

In dieser Arbeit sollen grundlegende Aussagen darüber getroffen werden, wie sich das Ultraschallkugelstrahlen auf die Eigenschaften der verfestigten Randschicht auswirkt. Ausführliche Untersuchungen zur oberflächlichen Verfestigungswirkung und Wirtktiefe des Ultraschallkugelstrahlens liefert die Dissertation „Einfluss von Ultraschall-Kugelstrahlen auf die Oberflächenrandzone und die Ermüdungseigenschaften von Ti6Al4V im Vergleich zu konventionellem Stahlkugelstrahlen“ [114]. Hierin wurde intensiv sowohl die Lebensdauer gestrahlter Proben, als auch die von gestrahlten Bauteilen unter definierter Lastbeanspruchung untersucht. Fazit der Analysen ist, dass das Verfahren Ultraschallkugelstrahlen im Vergleich zum konventionellen Kugelstrahlen mittels Druckluft bei Proben, welche zyklischen Beanspruchungen ausgesetzt werden, keine Unterschiede in der Lebensdauer bei Triebwerksbedingungen hervorruft. Als positiv gegenüber dem konventionellen Kugelstrahlen erweist sich die bessere Oberflächentopographie beim US-Kugelstrahlen, die nachfolgend ausführlich dargestellt werden soll. Diese führt zu einer Verzögerung der Rissbildung in der Bauteiloberfläche [114]. Zudem kann das Spannungsrelaxationsverhalten durch eine geringere Kaltverfestigung der Oberfläche bei erhöhten (Einsatz-)Temperaturen positiv verändert werden [114].

4.1 Bestimmung der Oberflächenrauheit an Stahl- und Ti6Al4V-Proben

Zur Analyse der Auswirkung des Kugelstrahlens auf die Rauheit der Bauteiloberfläche (nach DIN 4768) wurden Messungen an Almenproben (Federstrahl SAE1070) und an Titanproben (Ti6Al4V) durchgeführt. Dafür wurde eine Perthometer P4M der Firma Feinprüf Perthen GmbH, Deutschland, verwendet. Durch einen Vergleich der Oberflächentopographien zwischen typischen konventionell und ultraschallkugelgestrahlten Oberflächen können verfahrensspezifische Eigenschaften charakterisiert werden. Des Weiteren sollen die Auswirkungen verschiedener Strahlparameter auf die Rauheiten R_{\max} (maximale Rautiefe), R_z (mittlere Rautiefe) und R_a (Mittenrauwert) aufgezeigt werden, um zusätzliche Hinweise für die optimale Prozessauslegung zu erhalten.

In Tab. 4.1-1 erfolgt die Darstellung der Rautiefen von konventionell auf einer Druckstrahlanlage mit herkömmlichen Strahlmitteln gestrahlten Almenproben. Dafür wurden typische, in der Luftfahrtindustrie geforderte Strahlintensitäten eingestellt. Die jeweilige Probe am Sättigungspunkt weist folgende Rautiefen auf:

A-Almenprobe Federstahl (SAE1070) Härte 44-50 HRC	R_{\max}	3,55
Ungestrahlt - Ausgangsrautiefen	R_z	2,39
	R_a	0,28

Glasperlen $d_{Ku} = 150-250 \mu\text{m}$, Härte 47 HRC $l = 0,16 \text{ mm N}$	R_{\max}	5,11
	R_z	3,96
	R_a	0,48
Stahlgusskugeln $d_{Ku,N} = 0,3$; Härte 45-52 HRC $l = 0,19 \text{ mm A}$	R_{\max}	8,66
	R_z	6,98
	R_a	1,30
Stahlgusskugeln $d_{Ku,N} = 0,6$; Härte 41-52 HRC $l = 0,20 \text{ mm A}$	R_{\max}	7,71
	R_z	6,30
	R_a	1,20
Stahldrahtkorn verrund. $d_{Ku,N} = 0,35$; Härte 50-55 HRC $l = 0,14 \text{ mm A}$	R_{\max}	8,72
	R_z	7,04
	R_a	1,17
Stahldrahtkorn verrund. $d_{Ku,N} = 0,35$; Härte 50-55 HRC $l = 0,19 \text{ mm A}$	R_{\max}	13,33
	R_z	10,94
	R_a	2,01
Stahldrahtkorn verrund. $d_{Ku,N} = 0,35$; Härte 50-55 HRC $l = 0,24 \text{ mm A}$	R_{\max}	14,14
	R_z	12,24
	R_a	2,26
Stahldrahtkorn verrund. $d_{Ku,N} = 0,8$; Härte 50-55 HRC $l = 0,19 \text{ mm A}$	R_{\max}	9,94
	R_z	7,92
	R_a	1,36
Stahldrahtkorn verrund. $d_{Ku,N} = 0,8$; Härte 50-55 HRC $l = 0,33 \text{ mm A}$	R_{\max}	23,52
	R_z	18,81
	R_a	3,51

Tab. 4.1-1: Rautiefen konventionell gestrahlter Almenproben, gestrahlt mit unterschiedlichen Strahlmitteln und Strahlintensitäten

Die Werte der Rautiefen steigen bei allen verwendeten Strahlmitteln über die Werte einer ungestrahlten Almenprobe. Beim Glasperlenstrahlen ist zu beobachten, dass sich die Rauheit nur in sehr geringem Maße verändert. Das Glasperlenstrahlen wird jedoch lediglich zur Verbesserung der Oberflächentopographie eingesetzt. Dazu zählen die Beseitigung schädlicher Strukturen durch den Ätzangriff der Bauteiloberfläche aus einem vorangehenden Arbeitsschritt oder die alleinige optischen Aufbereitung eines Bauteils auf Kundenwunsch. Eine Verfestigung tieferer Bauteilschichten ist nicht gefordert.

Alle Proben, die mit demselben Strahlmittel, aber unterschiedlichen Strahlintensitäten gestrahlt wurden, weisen mit zunehmender Intensität steigende Rautiefen auf. Erhöht man den Nenndurchmesser der Strahlpartikel, so sinken bei konstanter Strahlintensität die Werte der Rautiefen.

Im Vergleich dazu sind nachstehend Rautiefenmesswerte von Almenproben dargestellt, die auf vollständige Bedeckung ultraschallkugelgestrahlt wurden (Tab. 4.1-2). Die verwendeten Strahlparameter entsprechen dem definierten Standardparametersatz, einzig das Strahlmittel (Strahlmitteltyp 1 oder 2) und der Kugeldurchmesser wird verändert.

Strahlmittel 1 $d_{Ku,St} = 1$ $l = 0,20 \text{ mm A}$	R_{max}	4,99
	R_z	4,06
	R_a	0,75
Strahlmittel 1 $d_{Ku} = 1,5$ $l = 0,30 \text{ mm A}$	R_{max}	4,98
	R_z	4,12
	R_a	0,80
Strahlmittel 1 $d_{Ku} = 2$ $l = 0,38 \text{ mm A}$	R_{max}	5,17
	R_z	4,04
	R_a	0,84
Strahlmittel 2 $d_{Ku} = 0,91$ $l = 0,21 \text{ mm A}$	R_{max}	4,78
	R_z	3,88
	R_a	0,76
Strahlmittel 2 $d_{Ku} = 1,2$ $l = 0,28 \text{ mm A}$	R_{max}	5,73
	R_z	4,69
	R_a	0,97

Tab. 4.1-2: Rautiefen ultraschallkugelgestrahlter Almenproben mit ideal rundem Strahlmittel bei Verwendung des Standardparametersatzes mit abweichenden Kugeldurchmessern und Materialien

Aus diesen Ergebnissen hervorstreichen ist, dass auch bei sehr großen Strahlintensitäten beim Ultraschallkugelstrahlen (anders als beim konventionellen Kugelstrahlen) ein nur sehr geringfügiger Rautiefenanstieg gegenüber dem ungestrahlten Zustand eintritt.

Um den Einfluss des Kugeldurchmessers zu analysieren, müssen die Rautiefen der Almenproben bei möglichst gleichgroßen Intensitäten miteinander verglichen werden (siehe Tab. 4.1-3). Bei Verwendung der großen Kugeldurchmesser werden die technisch kleinstmöglichen Intensitäten erzeugt, dass bedeutet, es wird mit minimaler Amplitude gestrahlt.

Strahlmittel 1 $d_{Ku} = 0,8$ $I = 0,19 \text{ mm A}$	R_{max}	6,53
	R_z	5,45
	R_a	0,99
Strahlmittel 1 $d_{Ku,St} = 1$ $I = 0,20 \text{ mm A}$	R_{max}	4,99
	R_z	4,06
	R_a	0,75
Strahlmittel 1 $d_{Ku} = 1,5$ $I = 0,22 \text{ mm A}$	R_{max}	4,22
	R_z	3,44
	R_a	0,67
Strahlmittel 1 $d_{Ku} = 2$ $I = 0,24 \text{ mm A}$	R_{max}	4,49
	R_z	3,43
	R_a	0,69
Strahlmittel 2 $d_{Ku} = 0,91$ $I = 0,20 \text{ mm A}$	R_{max}	6,53
	R_z	5,28
	R_a	1,01
Strahlmittel 2 $d_{Ku} = 1,2$ $I = 0,20 \text{ mm A}$	R_{max}	4,69
	R_z	3,88
	R_a	0,76

Tab. 4.1-3: Rautiefen ultraschallkugelgestrahlter Almenproben bei annähernd gleicher Intensität, die durch Variation der Schwingungsamplitude (im technisch möglichen Rahmen) eingestellt wurde

Die Messwerte zeigen, dass mit steigendem Strahlmitteldurchmesser die Rautiefen tendenziell abnehmen (Abb. 4.1-1).

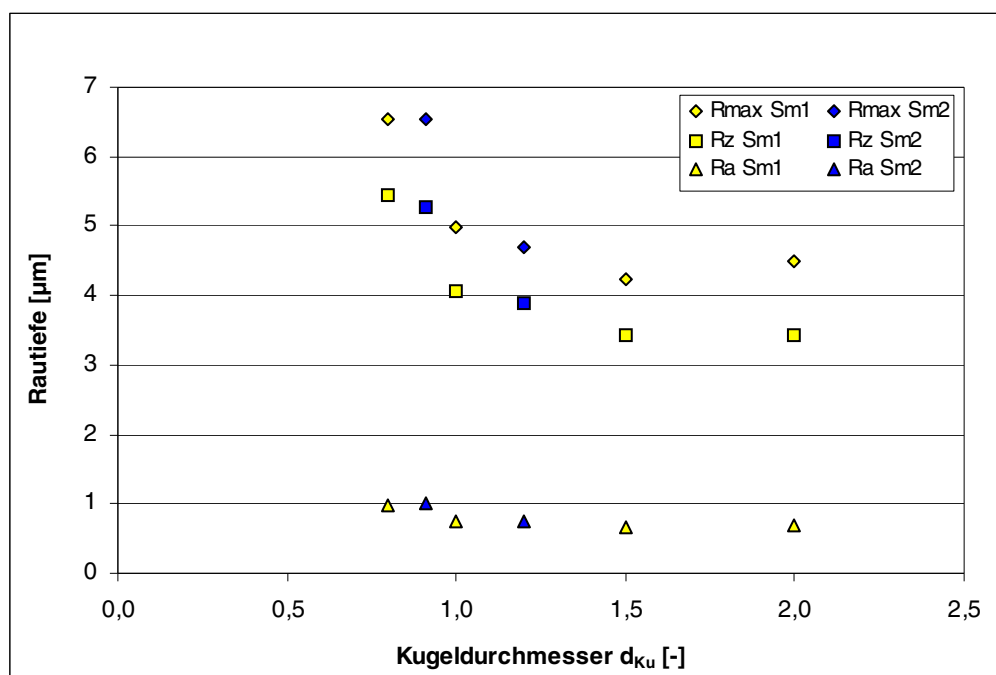


Abb. 4.1-1: Rautiefen auf Almenproben in Abhängigkeit von Kugeldurchmesser und Kugelmateriale; Intensität um $I = 0,20 \text{ mm A}$; bei $d_{Ku} = 1,5$ ist $I = 0,22 \text{ mm A}$; bei $d_{Ku} = 2$ ist $I = 0,24 \text{ mm A}$

Bei gleicher Strahlintensität bewirkt die hohe Dichte des Strahlmittels 2 bei gleichzeitig geringerem Kugeldurchmesser vergleichsweise größere Rautiefen. Mit Strahlmittel 1 und $d_{ku} = 1,5$ werden sehr geringe Rautiefenanstiege durch das Kugelstrahlen erzielt, wobei mit einer deutlich größeren Anzahl an Kugel gestrahlt werden kann, als des bei $d_{ku} = 2$ der Fall ist. Dies ist für die Optimierung der Sättigungszeiten zu berücksichtigen.

Ergänzend zu diesen Untersuchungen an Almenproben wurde die Rautiefenentwicklung an Titanproben bei zunehmender Strahlzeit bestimmt. Eine ausführliche Darstellung der Ergebnisse ist im Anhang im Abschnitt „Bestimmung der Rautiefen an Titanproben“ zu finden. An dieser Stelle sollen nur kurz die wesentlichen Ergebnisse zusammengefasst werden.

Auch auf Titanoberflächen fällt durch das Ultraschallkugelstrahlen die Erhöhung der Rautiefen gering aus. Mit steigender Intensität steigt die Rautiefe, wobei hier alle Messwerte leicht größer ausfallen als auf den Proben aus Federstahl. Nachgewiesen werden konnte, dass eine Kippung des Bauteils gegenüber der Sonotrodenoberfläche zu einem geringeren Rautiefenanstieg führt. Dies wiederum steht mit dem sich einstellenden reduzierten Intensitätswert in Korrelation. Wird mit Strahlmittel 2 gestrahlt, so stellt sich auch auf Titan gegenüber Strahlmittel 1 eine leicht größere Rautiefe auf der Bauteiloberfläche ein.

Erkenntnisse aus diesen Untersuchungen sind:

- Eine höhere Strahlintensität bei konstantem Strahlmitteldurchmesser führt zu höheren Rautiefen.
- Eine mit einer Amplitudenerhöhung zu erwartende Kugelgeschwindigkeitserhöhung resultiert demnach in tiefer reichenden Deformationen der Bauteiloberfläche.
- Bei Bauteilankippung nimmt die orthogonal zur Bauteiloberfläche eingebrachte Kugelenergie ab, was den Intensitätsabfall und damit den geringeren Anstieg der Rautiefen begründet.

4.2 Bestimmung der Einschlagkraterdurchmesser

Von den Oberflächen gestrahlter Almenproben lassen sich außer der Topographie weitere Informationen gewinnen. Werden Almenplättchen mit nur geringem Bedeckungsgrad untersucht, so lässt sich die Größe einzelner Kugelkrater bestimmen. Möglich ist zudem, an vollständig gestrahlten Oberflächen den mittleren Durchmesser der Krater zu bestimmen und einen Zusammenhang zu den erzielten Strahlintensitäten aufzustellen. Auf diesem Wege kann die These von unterschiedlichen Kugelgeschwindigkeiten bei Parameterveränderungen Unterstützung finden.

Aus den Versuchen zur Bestimmung der Einflussgrößen beim Ultraschallkugelstrahlen werden diejenigen Strahlparameterkombinationen ausgewählt, bei denen ein maßgeblicher Einfluss auf die resultierende Kugelgeschwindigkeit in der Strahlkammer zu vermuten ist. An den Almenproben, die mit diesen Parameterkombinationen gestrahlt wurden, werden die Einschlagkrater der Kugeln anhand von REM-Aufnahmen ausgemessen (Beispiele Anhang Abb. 13 bis Anhang Abb. 15). Die Strahlzeit der analysierten Almenproben liegt dabei nahe dem jeweiligen Sättigungspunkt T1. Ergänzend wurden einzelne Proben mit deutlich geringerer Bedeckung zur Überprüfung der Messwerte herangezogen. Diese wurden mit Hilfe eines konfokalen Weißlichtmikroskops ausgewertet (Anhang Abb. 16 bis Anhang Abb. 18). Die Ergebnisse decken sich sehr gut mit denen aus den REM-Aufnahmen.

Für die jeweilige Parameterkombination wird aus den Messwerten der arithmetische Mittelwert des Kraterdurchmessers berechnet (Tab. 4.2-1 – nicht separat angegebenen Strahlparameter entsprechen denen des Standardparametersatzes).

Material	d_{Ku} [-]	\hat{a} [-]	Intensität [mm A]	$d_{kr,min}$ [μm]	$d_{kr,max}$ [μm]	$d_{kr,mittel}$ [μm]
Sm1	0,8	1	0,150	80	130	100
Sm1	1	1	0,204	100	180	135
Sm1	1,5	1	0,299	160	220	190
Sm1	2	1	0,384	180	320	250
Sm1	1	2/3	0,137	80	170	115
Sm1	1	1	0,204	100	180	135
Sm1	1	4/3	0,224	100	180	150
Sm2	0,91	1	0,215	90	160	125
Sm2	1,2	1	0,276	135	220	170

Tab. 4.2-1: Links sind die Strahlparameter mit der erzielten Intensität aufgelistet und rechts die Messwerte der Kugelkrater auf den Stahlproben zusammen mit dem Mittelwert

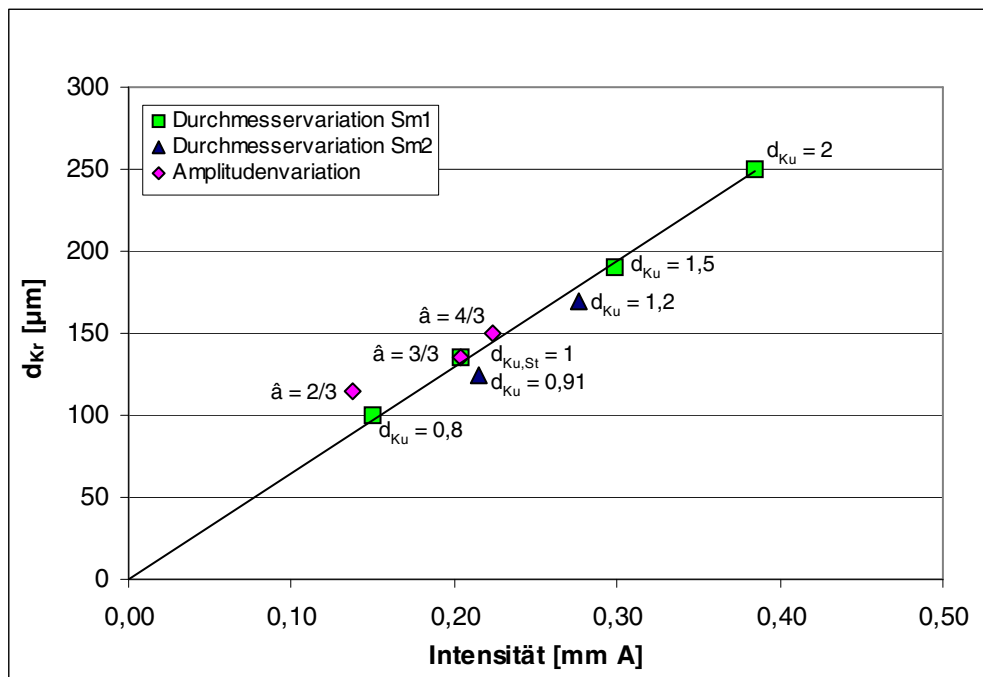


Abb. 4.2-1: Mittlerer Einschlagkraterdurchmesser aufgetragen über der Strahlintensität bei Veränderung der Parameter Strahlmittelmateriale und Strahlmitteldurchmesser, sowie der Schwingungsamplitude

Der mittlere Durchmesser der Einschlagkrater korreliert linear mit den Almenintensitätswerten (Abb. 4.2-1). Der Werteverlauf deutet an, dass bei gleichem Einschlagkraterdurchmesser Kugeln des Strahlmittels 2 leicht größere Strahlintensitäten als Kugeln des Strahlmittels 1 erzielen. Ein analoger Zusammenhang ist zu erkennen, wenn die gemessenen mittleren Einschlagkrater, oder alternativ die Strahlintensitäten, über den Kugeldurchmesser aufgetragen werden (Anhang Abb. 19). Bei der Darstellung des Kraterdurchmessers über der normierten Masse einer Einzelkugel stellt sich hingegen ein logarithmischer Zusammenhang zwischen beiden Größen ein. Dieser verläuft in analoger Form wie die gemessene Strahlintensität, wenn diese über der Kugelmasse aufgetragen wird (Abb. 4.2-2).

Ein größer werdender Kugeldurchmesser bewirkt trotz des Gewichtsanstieges in der 3. Potenz keinen gleichartigen Anstieg der Strahlintensitäten, da:

- die Eindringtiefe der Kugeln durch die größer werdende Kontaktfläche sinkt (bei gleichgroßer aufgeprägter Kraft) und
- die plastische Streckung der Oberfläche somit geringer ausfällt als bei kleineren Kugeldurchmessern.

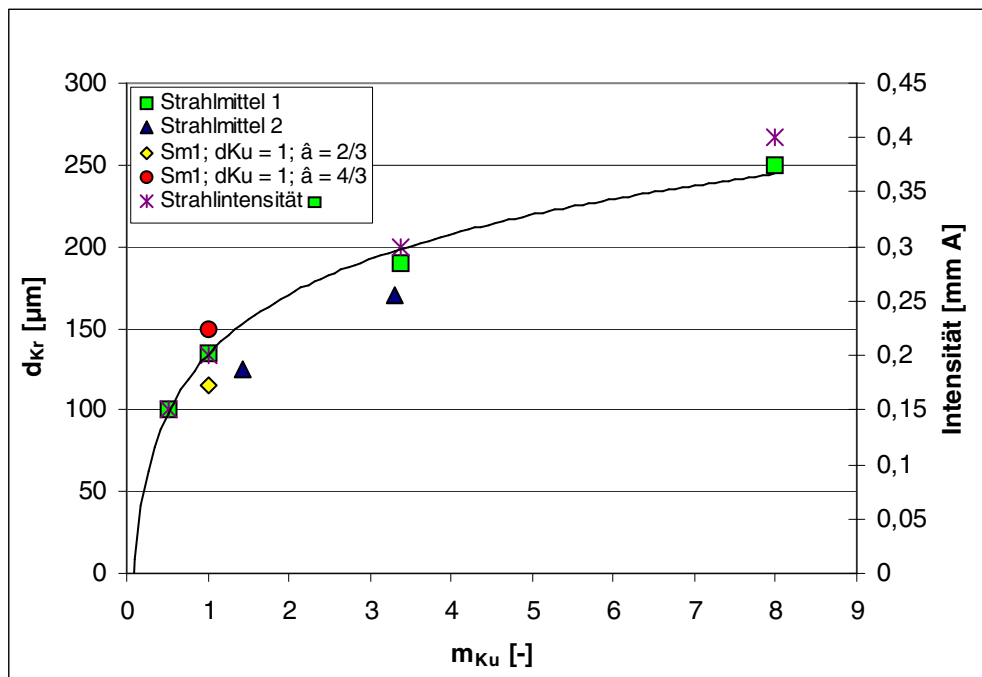


Abb. 4.2-2: Mittlerer Kugelkraterdurchmesser aufgetragen über der normierten Masse einer Einzelkugel; Veränderung der Strahlparameter Strahlmittelmateral und -durchmesser, sowie Schwingungsamplitude

Wird angenommen, dass bei gleicher Schwingungsamplitude alle Kugeln unabhängig vom Kugeldurchmesser mit derselben Kugelgeschwindigkeit unterwegs sind, dann müsste sich ein linearer Zusammenhang zwischen Strahlintensität und Kugelmasse einstellen. Durch die oben genannten Einflüsse bei steigendem Kugelradius nimmt der Anstieg jedoch einen logarithmischen Verlauf an. Zudem kann auch, z.B. durch die Massenträgheit größerer Kugeln, ein Unterschied in den Kugelgeschwindigkeiten diesen beobachteten Verlauf begünstigen.

Aus den vorliegenden Ergebnissen Rückschlüsse auf die Kugelgeschwindigkeiten zu schließen, ist dadurch lediglich bei identischem Kugeldurchmesser und Veränderung der Schwingungsamplitude möglich. So kann eine relative Geschwindigkeitsveränderung durch die unterschiedlichen Kraterradien bestimmt werden, wenn der quadratische Einfluss auf die kinetische Energie einer Kugel und die Energieübertragungskoeffizienten berücksichtigt werden. Die absolute Größe der Kugelgeschwindigkeiten ist durch die Auswertung der Kraterradien nur sehr aufwendig bestimmbar. Unberücksichtigt würde dabei zudem der Aufprallwinkel auf der Almenprobe bleiben. Um repräsentative Aussagen zur Kugelgeschwindigkeit und deren Verteilung treffen zu können, bedarf es daher einer Methode, welche die Vorgänge in der Strahlkammer ganzheitlich erfasst.

5 Bestimmung der Kugelgeschwindigkeit beim US-Kugelstrahlen

5.1 Grundidee

Die Geschwindigkeitsmessung rückt erst seit kurzer Zeit in den Fokus bei den industriellen Anwendungen zum Verfestigungsstrahlen. Besonders interessant ist der, in umfangreichen Experimenten, festgestellte lineare Zusammenhang zwischen der Strahlintensität und der Kugelgeschwindigkeit [27]. Damit besteht die Möglichkeit, zukünftig die Geschwindigkeitsmessung zur Kontrolle des konventionellen Strahlprozesses als Ergänzung oder als Ersatz zum Almenprobenstrahlen einzusetzen. Speziell für Druckluftstrahlverfahren wurden Lösungen entwickelt, um den Strahlmittelstrom messtechnisch kontinuierlich nach Düsenaustritt zu erfassen. Dabei wird die Zeit gemessen, die einzelne Partikel benötigen, um einen definierten Weg zurückzulegen (vgl. Kapitel 2.2.2). Diese Messmethode kann bei gerichteten Strahlmittelströmen mit nur geringer Streuung der Flugbahnen der Strahlpartikel angewendet werden.

Für das Ultraschallkugelstrahlen eignet sich diese Art der Geschwindigkeitsmessung jedoch nicht, da nachweislich kein ausschließlich gerichteter Strahlmittelstrom vorliegt. Vielmehr liegt bei diesem Strahlprozess eine rein zufällige Verteilung der Kugeln in der Strahlkammer vor. Diese, in einem geschlossenen System stattfindenden, komplexen Vorgänge müssen erfasst werden, ohne dabei einen Eingriff in die Kugelbewegung vorzunehmen. Eine thermographische Erfassung der Kugeln scheitert daran, dass die Temperaturdifferenz der Kugeln zu den Kammerwänden während des Strahlprozesses zu gering ist. Eine Zählung der Kugeleinschläge durch eine Auswertung der emittierten Schallwellen stellt technisch eine große Herausforderung dar und liefert zudem keine Informationen über die exakte Kugelbewegung in der Kammer. Sehr vielversprechend hingegen ist die Aufzeichnung der Kugelbewegungen über eine Kamera.

Das optische System kann außerhalb der Strahlkammer platziert werden und beeinflusst somit nicht die Kugelbewegungen. Voraussetzung ist, dass die Kammerwände transparent und ebenförmig sind, um Aufnahmen überhaupt erst zu ermöglichen und Verzerrungen entgegenzuwirken. Vorversuche haben gezeigt, dass Wände aus Glas den auftretenden Belastungen durch die Kugeleinschläge standhalten und für diese Art der Geschwindigkeitsmessung am Besten geeignet sind. So kann durch die eigens für diese Anwendung konstruierte und vollständig aus Glas bestehende quaderförmige Kammer eine gute Ausleuchtung und verzerrungsfreie Aufnahme garantiert werden (vgl. Anhang Abb. 20). Als Impulsgeber muss für diese

Kammerform eine quaderförmige Sonotrode verwendet werden, deren rechteckige Sonotrodenoberfläche für eine homogene Kugelverteilung in der Strahlkammer sorgt.

Um den zurückgelegten Weg einer Kugel zwischen zwei Bildern rekonstruieren zu können, müssen Kamerasysteme mit einer sehr hohen Bildfrequenz zum Einsatz kommen. Mit beispielsweise 1000 Bildern pro Sekunde können Hochgeschwindigkeitskameras die Kugelbewegung in der Strahlmittelwolke sichtbar und damit auswertbar machen. Bei einer erwarteten Kugelgeschwindigkeit von circa 20 m/s [96] beträgt der zurückgelegte Weg von Bild zu Bild in einem solchen Fall 20 mm.

Ziel dieser Untersuchung ist es, die Verteilung der Kugelgeschwindigkeiten und Richtungen der Flugbahnen zu erfassen. Mit diesen Ergebnissen soll eine Aussage darüber getroffen werden, ob auch beim Ultraschallkugelstrahlen die Kugelgeschwindigkeit linear mit der Strahlintensität korreliert. Zudem wird eine Antwort auf die Frage gesucht, warum bei vermeintlich homogener Kugelverteilung ein deutlicher Rückgang der Strahlintensität mit zunehmender Bauteilkipfung auftritt. Auch der Einfluss des Kammermaterials auf das Abprallverhalten der Kugeln, also auf die im System auftretenden Energieverluste, soll anhand der Aufzeichnungen analysiert werden.

Die Analyse der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen kann somit als ein weiterer wichtiger Baustein zum Verständnis der Wirkungsweise dieses Verfestigungsverfahrens beitragen.

5.2 Versuchsaufbau und Parametereinstellungen bei den Aufnahmen

Für die Aufnahmen der Kugelbewegung wird eine Hochgeschwindigkeitskamera der Fa. Weinberger Deutschland GmbH verwendet. Die SpeedCam Visario 1500 erzeugt bei einer Aufnahme rate von 1000 Bildern pro Sekunde Aufnahmen mit einer Bildgröße von 1024 x 1536 Pixel. Die Belichtungszeit ist je nach Ausleuchtung und Geschwindigkeit der zu betrachtenden Objekte zu wählen. Belichtungszeiten von 1/4 000 s sind für eine manuelle Auswertung der Aufnahmen gut geeignet, da schnelle Kugeln eine deutliche Ortsunschärfe aufweisen. Für eine automatisierte Auswertung der Bilder ist diese Belichtungszeit jedoch nicht zielführend, da hierfür die Kontur aller Kugeln scharf abgebildet sein muss. Daher wurde die Belichtungszeit auf 1/40 000 s reduziert. Der Versuchsaufbau ist in Abb. 5.2-1 dargestellt. Die größere Aufnahme der verwendeten Glaskammer ist dem Anhang Abb. 20 zu entnehmen.

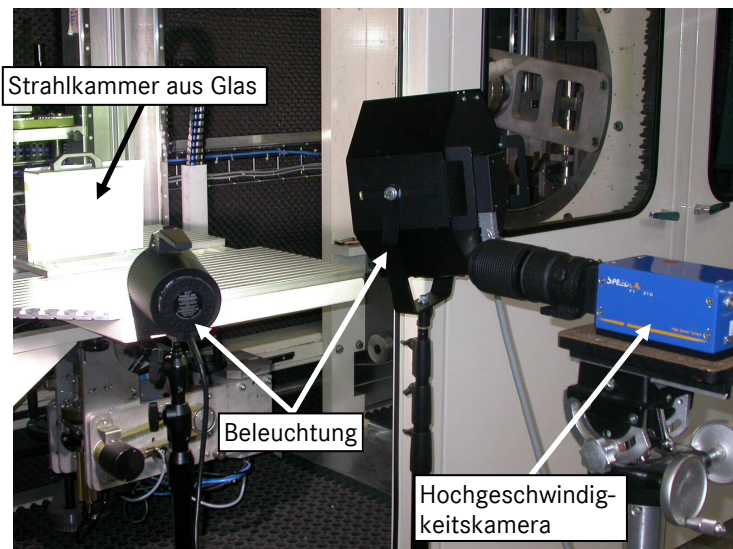


Abb. 5.2-1: Versuchsaufbau für Hochgeschwindigkeitsaufnahmen in einer Anlage

5.3 Auswertung der Aufnahmen und Darstellung der Messergebnisse

Nach dem Start des Strahlprozesses in der Glaskammer wird eine Anlaufzeit von ca. $t = 5$ s eingeräumt, so dass eine gleichmäßige Verteilung der Kugeln im gesamten Kammervolumen möglich ist. Die Länge der aufgezeichneten Sequenzen beträgt jeweils eine Sekunde für jeden untersuchten Parametersatz. Zur Geschwindigkeitsbestimmung der Kugeln stehen daher pro Videosequenz 1000 Einzelbilder zur Verfügung.

Der Versuch der manuellen Auswertung gestaltet sich aufgrund der Vielzahl an Kugeln als schwierig (siehe Abb. 5.3-1). Nur die Erfassung einzelner, z.B. sehr schneller Kugeln ist auf diesem Wege möglich, jedoch zugleich sehr aufwendig.

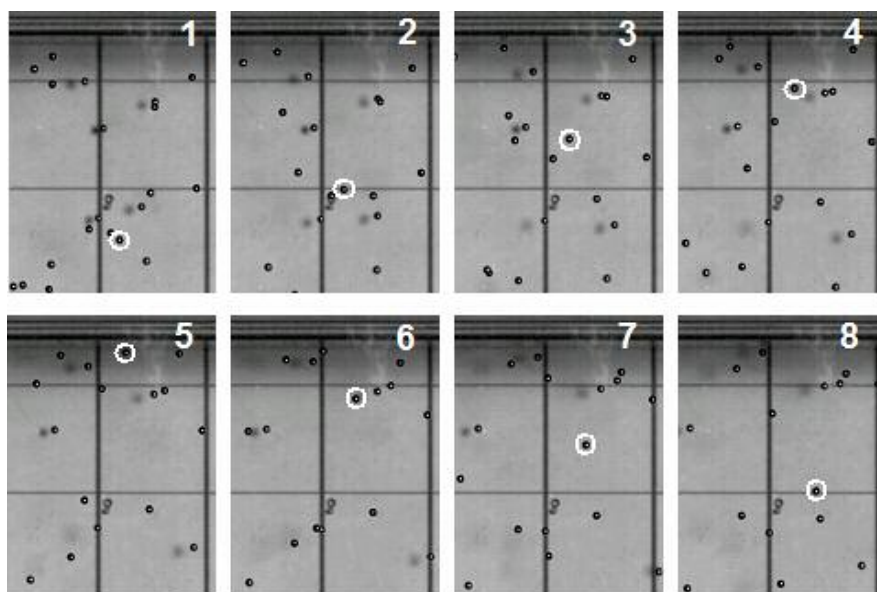


Abb. 5.3-1: Ausschnitt einer Hochgeschwindigkeitsaufnahme. Manuelle Verfolgung einer Kugel (runde Markierung) mit großer Geschwindigkeit (v_{Ku} ca. 10 m/s) über acht Einzelbilder von links oben beginnend. Der Linienabstand des hinterlegten Gitters beträgt 20 mm, der Zeitabstand von Bild zu Bild 1 ms.

Am Institut für Werkstoffkunde I (IWK I) der TU Karlsruhe wurde eine auf MATLAB basierende Auswertesoftware entwickelt, mit der die automatisierte Analyse der aufgezeichneten Kugelbewegungen möglich ist. Dafür werden die Einzelbilder in einer Sequenz von drei Bildern durch das Programm erfasst. Die Kugeln und deren Mittelpunkt werden von der Software detektiert. Aus dem ersten und dem letzten Bild werden verschiedene Möglichkeiten für Flugbahnen der Kugeln berechnet. In einem weiteren Schritt erfolgt ein Abgleich mit dem mittleren Bild der Sequenz. Hierbei werden nur die Ergebnisse herausgefiltert, bei denen Kugeln auf einer Flugbahn liegen (Abb. 5.3-2). Die Auswertung der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen erfolgte vollständig am IWK I.

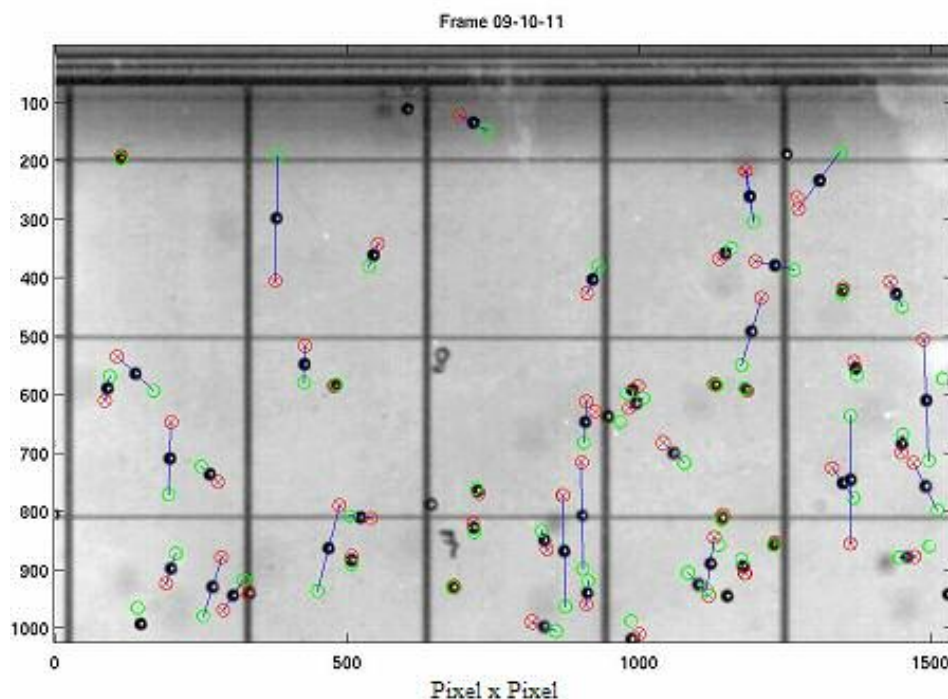


Abb. 5.3-2: Beispielhafte Darstellung der Auswertung dreier Einzelbilder (9 bis 11) einer Hochgeschwindigkeitsaufnahme in der Glaskammer unterhalb des Deckels

Diese automatisierte Auswertung ist jedoch nur möglich, wenn die Kugelanzahl in der Kammer nicht zu groß ist. Erhöht man die Kugeldichte deutlich, so kommt es vermehrt zu Fehlinterpretationen der Kugelbewegung. Kommt es in der Projektion zu Kugelüberlagerungen oder zu Richtungsänderungen durch Kugel-Kugel-Zusammenstöße, ist eine Detektion einzelner Kugeln nicht mehr möglich.

Aus diesem Grund wurde von einer Variation der Strahlmittelmenge bei diesen Untersuchungen Abstand genommen. Die freie Weglänge der Kugeln ist bei der gewählten Strahlmittelmenge von $m_{sm} = 2,5$ und dem gegebenen Kammervolumen ausreichend groß, um eine sich auf die Auswertung negativ auswirkende gegenseitige Kugelbehinderung ausschließen zu können.

Die vollständige Analyse der Filmsequenzen aus 1000 Bildern liefert eine Verteilungsfunktion der Kugelgeschwindigkeitsvektoren (Abb. 5.3-3). Um den für die Verfestigung effektiven Geschwindigkeitsanteil zu beschreiben, kann aus den zweidimensionalen Geschwindigkeitsvektoren der orthogonal zur Sonotrodenoberfläche gerichtete Anteil (Abb. 5.3-4) berechnet und dargestellt werden (z.B. Abb. 5.3-5). Somit wird einzig die Energiekomponente, die für die Verfestigung eines parallel zur Sonotrodenoberfläche angeordneten Bauteils verantwortlich ist, zur Auswertung herangezogen.

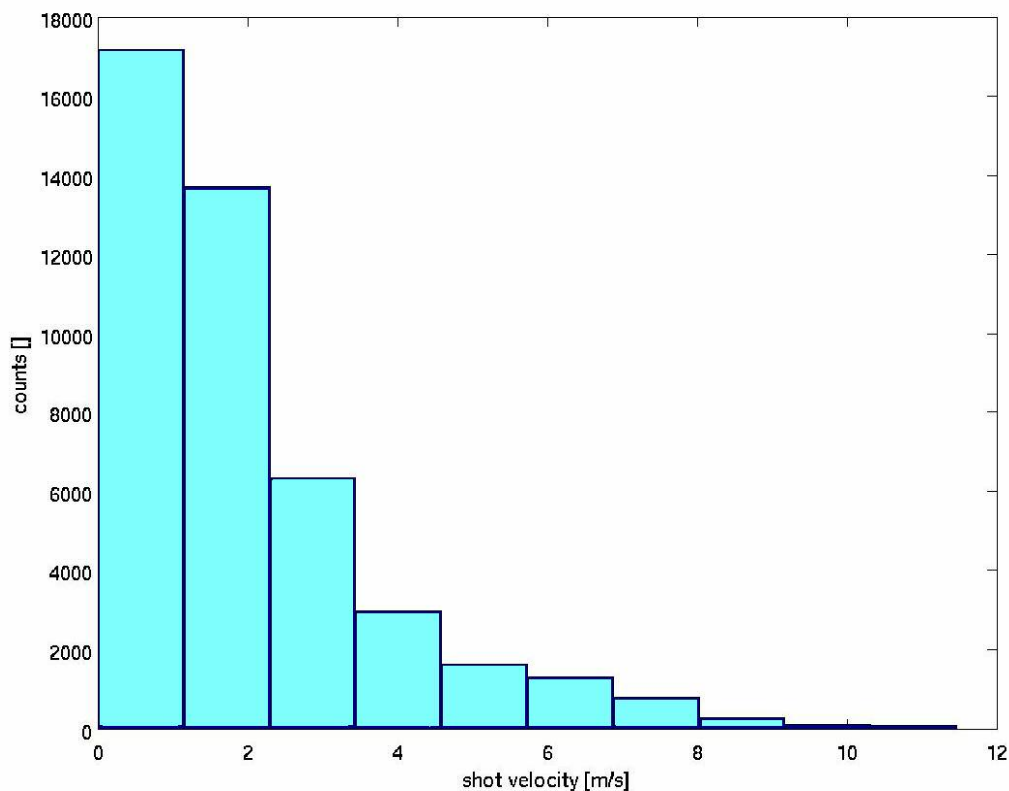


Abb. 5.3-3: Anzahl der in einer Bildsequenz von 1000 Einzelbildern ermittelten Beträge der zweidimensionalen Geschwindigkeitsvektoren; Strahlmittel 1 mit $d_{Ku,St} = 1$, $m_{Sm} = 2,5$ und $\hat{a} = 5/6$

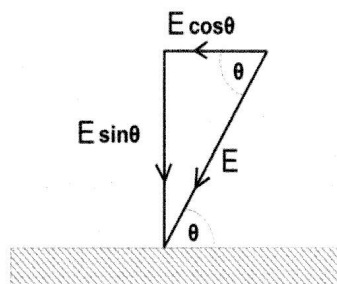


Abb. 5.3-4: Auswirkung des Einfallwinkels θ auf die Energie E , welche auf das Bauteilmaterial einwirkt [113]. Die orthogonal zur Bauteiloberfläche gerichtete Energiekomponente verringert sich mit dem Einfallswinkel zu $E \cdot \sin \theta$.

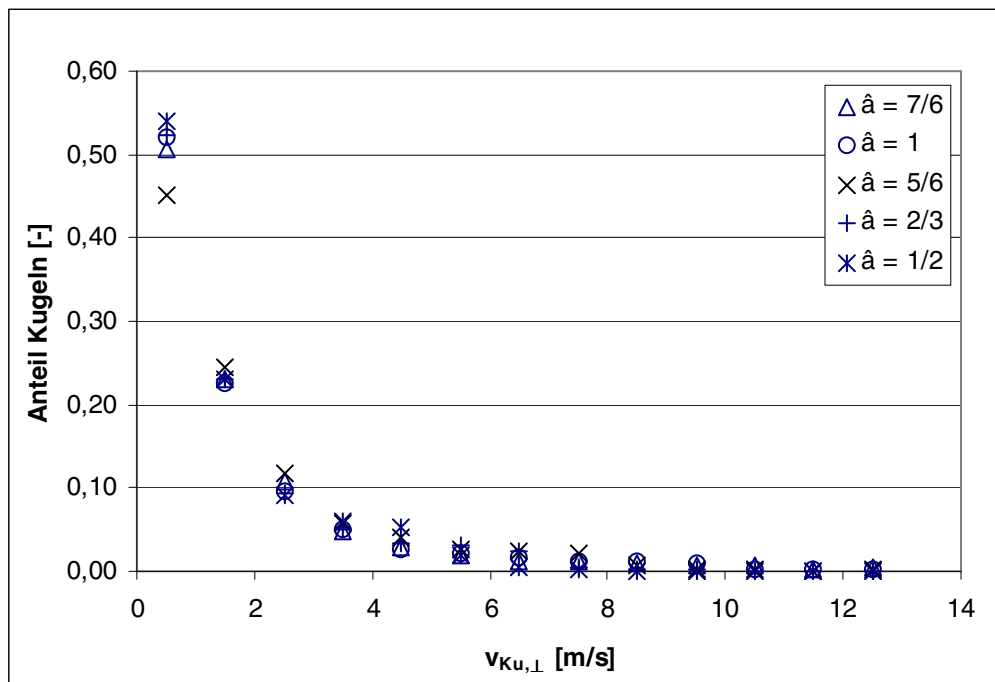


Abb. 5.3-5: Darstellung der Kugelgeschwindigkeitsverteilung orthogonal zur Sonotrodenoberfläche bei Variation der Schwingungsamplitude der Sonotrode; Strahlmittel 1 mit $d_{Ku,St} = 1$ und $m_{Sm} = 2,5$

Ein Vergleich der Geschwindigkeitsprofile bei unterschiedlichen Parametereinstellungen zeigt nur sehr geringe Unterschiede auf. Trägt man diese Verteilung logarithmisch auf, so ist der zu erwartende Unterschied bei großen Kugelgeschwindigkeiten deutlich zu erkennen (Abb. 5.3-6).

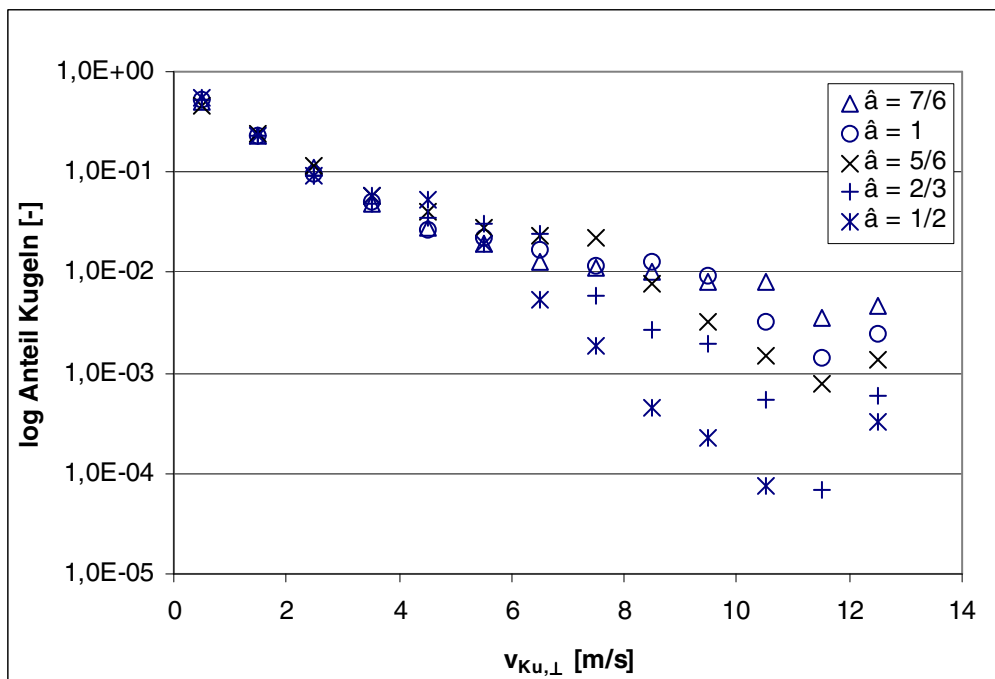


Abb. 5.3-6: Logarithmische Auftragung der Kugelanteile über den jeweiligen Geschwindigkeitsklassen zur Verdeutlichung der Unterschiede bei großen Strahlmittelgeschwindigkeiten. Strahlparameter: Strahlmittel 1 mit $d_{Ku,St} = 1$ und $m_{Sm} = 2,5$ bei Variation der Schwingungsamplitude \hat{a}

Mit Erhöhung der Amplitude auf $\hat{a} > 1$ steigt die Anzahl schneller Kugeln. Andererseits gibt es somit weniger Kugeln, die sich mit sehr geringen Geschwindigkeiten bewegen. Bei Amplitudenverringern auf $\hat{a} < 1$ kehrt sich dieser Effekt um.

Analoge Untersuchungen wurden zudem für Strahlmittel 1 mit $d_{Ku} = 1,5$ und Strahlmittel 2 mit $d_{Ku} = 1,2$ durchgeführt. Die festgestellten Abhängigkeiten von der Schwingungsamplitude decken sich mit denen bei Strahlmittel 1 $d_{Ku,St} = 1$ und sind im Anhang zu finden (Anhang Abb. 21 und Anhang Abb. 22 für Sm1 mit $d_{Ku} = 1,5$ sowie Anhang Abb. 23 und Anhang Abb. 24 für Sm2 mit $d_{Ku} = 1,2$).

Beim Strahlmitteltyp 2 mit $d_{Ku} = 1,2$ fällt auf, dass es bei jeder Amplitudeneinstellung ein spezifisches Plateau gibt, in dem über mehrere Geschwindigkeitsklassen keine Reduzierung der Kugelanzen zu beobachten ist. Dafür ist, verglichen mit Strahlmittel 1 ($d_{Ku} = 1,5$), die Anzahl der Kugeln niedriger, die sich mit sehr geringer und mit sehr hoher Kugelgeschwindigkeit bewegen.

Zusätzliche Informationen liefern die Aufzeichnungen bezüglich der Größe und der Richtung der zweidimensionalen Geschwindigkeitsvektoren. Da die dritte Raumrichtung mit nur einer Kamera nicht erfasst werden kann, sind Aussagen zum Absolutwert der Kugelmaximalgeschwindigkeit (Addition der Richtungsvektoren aller drei Ebenen) nicht möglich. Eine beispielhafte Winkelverteilung der Kugelflugbahnen in der Kammer ist in Abb. 5.3-7 dargestellt.

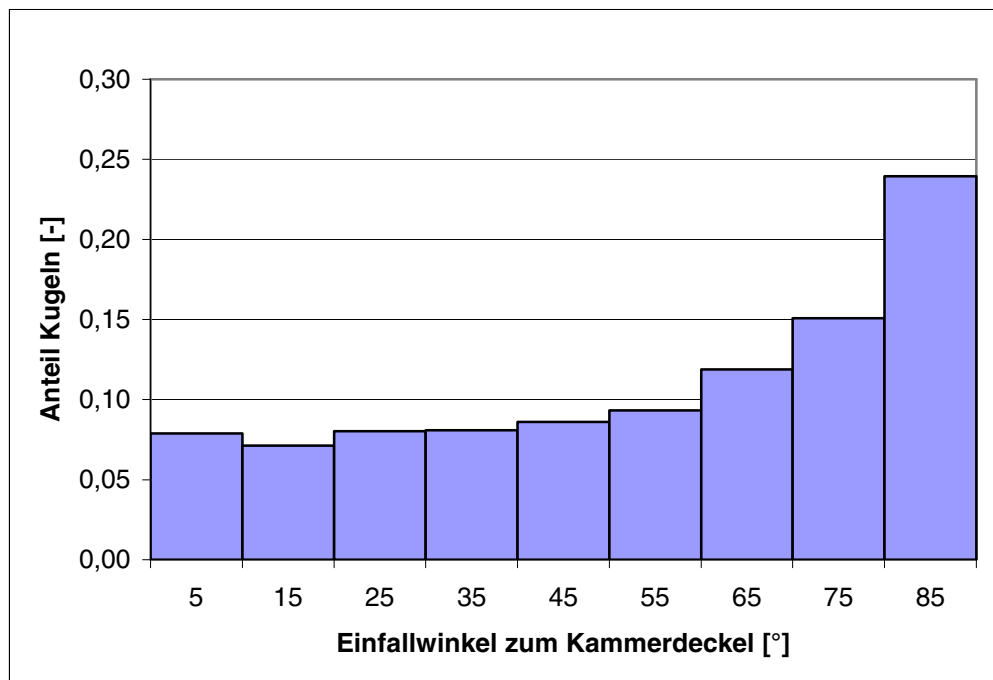


Abb. 5.3-7: Beispielhafte Darstellung der Einfallswinkel bei folgenden Strahlparametern: Strahlmittel 1 mit $d_{Ku,St} = 1$ und $m_{Sm} = 2,5$; $\hat{a} = 5/6$

Es bestätigt sich in allen Aufzeichnungen, dass im betrachteten Kammerbereich eine klare Vorzugsrichtung der Kugeln in Bezug zur Sonotrodenfläche vorliegt. Die dazu parallel ausgerichtete Bauteilfläche (Almenproben und Deckel) wird daher von einem Großteil der Kugeln mit großen Einfallswinkeln getroffen. Die in Kapitel 3.4.1 aufgestellten Thesen können anhand dieser Ergebnisse vollständig bestätigt werden. Es besteht keine homogene Verteilung der Kugelgeschwindigkeitsvektoren, was keine homogene Verteilung der die Bauteilverfestigung bewirkenden Kugeln in der Strahlkammer bedeutet. Der geringe Anteil an Kugeln mit hohen Geschwindigkeiten bedingt dabei die im Verhältnis zum konventionellen Kugelstrahlen langen Strahlzeiten. Des Weiteren bewirkt die Verteilung der Einfallswinkel offensichtlich eine andersartige Verfestigung der Bauteiloberfläche, was sich in den unterschiedlichen Resultaten der Lastwechselversuche widerspiegelt.

Ungefähr die Hälfte der Kugeln trifft mit Winkeln von $\alpha > 60^\circ$ auf dem Deckel auf. Circa 25% der gesamten Kugeltreffer erfolgen mit Winkeln von $80^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$. Diese vorliegende Winkelverteilung liefert eine Erklärung für den starken Rückgang der Intensitäten und den sehr starken Anstieg der Sättigungszeiten bei Bauteilanwinklung. Bei Anwinklung der Bauteil- gegenüber der Sonotrodenoberfläche treffen deutlich weniger Kugeln mit für die Verfestigung optimalen Einfallswinkeln auf die Bauteiloberfläche. Hinzu kommt, dass die Geschwindigkeit abgelenkter Kugeln geringer sein wird, als bei direkt von der Sonotrodenoberfläche auf das Bauteil auftreffenden Kugeln. Zudem ist zu erwarten, dass ein veränderter Rückprallwinkel der Kugeln in Richtung Sonotrode zu einer Veränderung der Geschwindigkeitsvektorenverteilung der Kugeln führt.

Mit den ermittelten Kugelgeschwindigkeitsprofilen liegen jetzt Informationen vor, die es ermöglichen sollten, beim Ultraschallkugelstrahlen einen funktionellen Zusammenhang zwischen der kinetischen Energie einer Kugel und der Strahlintensität herzustellen. Auf diese Weise könnte es zukünftig möglich sein, die Strahlintensität anhand der Veränderung der Kugelgeschwindigkeit bei Variation einzelner Strahlparameter vorherzusagen.

6 Analytisches Modell zur Beschreibung der Strahlintensität beim US-Kugelstrahlen

Die Strahlintensität ist eine bei der Bauteilverfestigung durch Kugelstrahlen seit Jahrzehnten bewährte Größe, welche zur Überwachung der Reproduzierbarkeit des Strahlprozesses dient. Der auf dem Bauteil zu erreichende Intensitätsbereich ist der Bauteilzeichnung zu entnehmen. Anhand dieser, wenngleich indirekten Definition der Verfestigungswirkung kann die geforderte Lebensdauer des Bauteils im Flugbetrieb gewährleistet werden.

Die bereits dargestellten grundsätzlichen Unterschiede beider Strahlprozesse führt dazu, dass eine Übertragung bestehender Berechnungsmodelle zur Intensitätsbestimmung vom konventionellen Kugelstrahlen auf das Ultraschallkugelstrahlen nur bedingt möglich ist. In der Physik des Kugelaufpralls auf das Bauteil treten prinzipiell keinerlei Unterschiede auf, jedoch unterscheiden sich die Einfallwinkel der Kugeln und die resultierenden Kugelgeschwindigkeiten durch Wechselwirkungen, sowie Strahlparameterveränderungen deutlich.

Es muss daher ein analytisches Modell erstellt werden, welches genau diese Zusammenhänge berücksichtigt. Können die Kugelgeschwindigkeiten bei Parameterveränderungen allgemein gültig beschrieben werden, so wird die daraus resultierende Strahlintensität berechenbar. Wichtigste Aufgabe ist die Integration der Geometrieeinflüsse der Strahlkammer auf die Kugelgeschwindigkeit. Wenn dann noch eine Übertragung auf komplexe Kammergeometrien gelingt, kann mit dem zu entwickelnden Berechnungsmodell im Vorfeld von experimentellen Untersuchungen die grundlegende Eignung eines Parametersatzes geprüft werden.

6.1 Erstellung eines analytischen Berechnungsmodells

Die Almenintensität ist laut *Herzog et al.* hauptsächlich durch das spezifische Gewicht und die Geometrie des Strahlmittels, sowie die Geschwindigkeitsverteilung im Strahlmittelstrom bestimmt [2]. Mathematische Modelle sowie kommerziell verfügbare Programme beschreiben die Entwicklung der Strahlintensität respektive der Eigenspannungen beim konventionellen Kugelstrahlen in Abhängigkeit der Strahlparameter (vgl. auch Kapitel 2.3.1.3 und 2.3.2.3). Allerdings wird hier, wie auch bei der statistischen Ausbildung der Bedeckung [28] [83] [89], immer von einem gerichteten Strahlmittelstrom ausgegangen, wie er beim konventionellen Kugelstrahlen vorliegt. Breite Winkelverteilungen, wie beim Ultraschallkugelstrahlen, sind in diesen Ansätzen nicht berücksichtigt.

Zur Modellierung der Almenprobendurchbiegung können bestehende Ansätze als Grundlage herangezogen werden. Beispiele liefern *Kirk* in [36], *Hills et al.* in [77], *Walton* in [78] und *Prantil et al.* in [79]. Zwei von *Al-Hassani* entwickelte analytische Modelle zum konventionellen Kugelstrahlen (zu finden in [25] und [76]) zeigen beispielhaft, dass eine kritische Auseinandersetzung mit den bestehenden Ansätzen erforderlich ist. Nach *Melzer* [3] weisen diese bei eingehender Untersuchung die folgenden Schwachstellen auf:

- Die Intensität kann mit beiden Modellen nur unzureichend genau bestimmt werden.
- Der Auftreffwinkel des Strahlmittels findet keine Berücksichtigung.
- In dem Modellansatz aus [25] hat der Kugeldurchmesser des Strahlmittels keine Bedeutung für die Durchbiegung der Almenproben.
- Nach der zur Berechnung der Bogenhöhe angegebenen Formel in [76] steigt diese linear mit der Strahlzeit an – eine Sättigung tritt nicht ein.

In der Diplomarbeit von *Melzer* [3] wurde ein analytisches Modell erstellt, für welches die Ansätze von *Al-Hassani* und eine Berechnungsformel von *Strigens* [115] die Grundlage der theoretischen Überlegungen bilden. Ziel ist es, neben der Strahlintensität beim Ultraschallkugelstrahlen auch den Sättigungsverlauf der Almenproben berechnen zu können.

Der Modellansatz wird von *Melzer* wie folgt hergeleitet:

Die auf eine Almenprobe eingebrachte Energie lässt sich als Differenz der kinetischen Energie der Kugeln vor dem Aufprall zu der kinetischen Energie E_{kin} der Kugeln nach dem Aufprall darstellen.

$$\Delta E_{kin}(t) = \bar{N}(t) \cdot \frac{I}{2} \cdot m_{Ku} \cdot \bar{v}_{Ku,0}^2 \cdot (1 - \varepsilon_v^2) \quad \text{Formel 6.1-1}$$

mit: $\bar{N}(t)$... mittlere Anzahl an Kugeln, die mit dem Bauteil während der Strahlzeit t zusammengestoßen

m_{Ku} ... Masse einer Kugel

$v_{Ku,0}$... Geschwindigkeit der Kugeln vor dem Stoß mit der Bauteiloberfläche

ε_v ... Koeffizient zur Beschreibung der Geschwindigkeitsveränderung vor und nach dem Zusammenstoß mit der Probe

Des Weiteren lässt sich die Anzahl der Kugeln, die auf dem Bauteil auftreffen, durch das Integral über die Kugeltreffer auf der Probenoberfläche pro Zeiteinheit darstellen.

$$\bar{N}(t) = \int_0^t \frac{dN}{dt} dt \quad \text{Formel 6.1-2}$$

Die während des Kugelaufpralls von einer Kugel abgegebene Energie wird nicht vollständig in die plastische Verformung des Bauteils umgewandelt. Durch Reibung der Stoßpartner in der Kontaktfläche und innere Reibung bei elastischen Formänderungen dissipiert ein Teil der abgegebenen kinetischen Kugelenergie. Somit steht für die plastische Verformung der Probenoberfläche nur der mit dem Energiekoeffizienten ε_p beschreibbare Energieanteil zur Verfügung.

Die plastische Verformung der Oberfläche lässt sich über das Volumen des Einschlagkraters V_{Kr} und die von einer Kugel ausgehende Flächenpressung p definieren.

$$\bar{p} \cdot V_{Kr} = 0,5 \cdot m_{Ku} \cdot v_{Ku,0}^2 \cdot (1 - \varepsilon_v^2) \cdot \varepsilon_p \quad \text{Formel 6.1-3}$$

Einen Überblick über die geometrischen Größen des Almenstreifens bei Durchbiegung mit der Bogenhöhe h liefert Abb. 6.1-1:

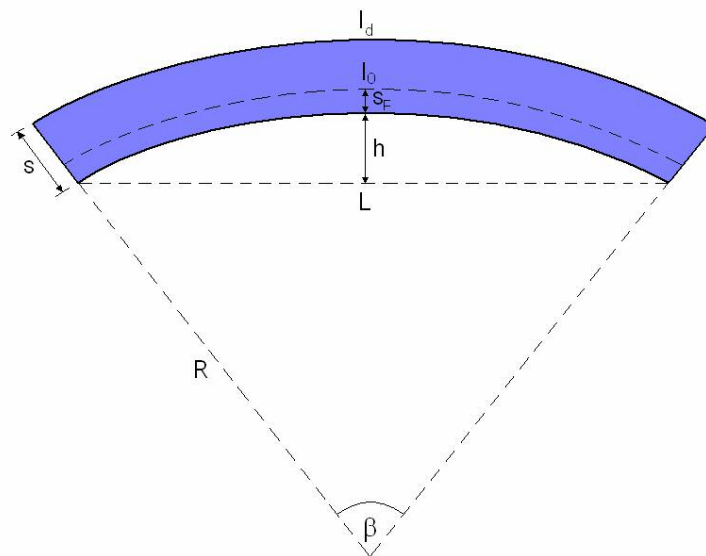


Abb. 6.1-1: Darstellung der geometrischen Größen bei der Durchbiegung einer Almenprobe [3]

mit:

- β ... Krümmungswinkel des Almenstreifens
- l_0 ... Länge der neutralen Faser (entspricht der unbestrahlten Almenprobenlänge)
- l_d ... gedehnte Länge des Almenmessstreifens
- s ... Dicke des Almenstreifens
- s_F ... Abstand der neutralen Faser von der ungestrahlten Almenprobenoberfläche

Mit der Streckung der Oberfläche steigt bei zunehmender Bedeckung der Almenprobe das verdrängte Kratervolumen, welches mit Formel 6.1-4 beschrieben werden kann.

$$V_{Kr} = \frac{\Delta A_d \cdot (s - s_F)}{2} - \frac{\Delta A_s \cdot s_F}{2} \quad \text{Formel 6.1-4}$$

mit: ΔA_d ... bleibende gedehnte Oberflächenvergrößerung

ΔA_s ... bleibende gestauchte Oberflächenverkleinerung an der Unterseite des Almenstreifens

Über die Berechnung der Flächendehnung und daraus abgeleitet die Längendehnung des Almenstreifens ergibt sich mit diesem Ansatz letztlich die Höhe der Almendurchbiegung h :

$$h = \frac{9 \cdot L_M^2 \cdot m_{Ku} \cdot \bar{v}_{Ku,0}^2 \cdot (1 - \varepsilon_v^2) \cdot \varepsilon_p}{56 \cdot s^2 \cdot \bar{p} \cdot A_A} \quad \text{Formel 6.1-5}$$

Zur Beschreibung des Sättigungsverhaltens wird folgender Ansatz mit der Almenprobenoberfläche A_A , dem Strahlmittelstrom a_0 und der Brinell-Härte des Bauteils HB_{SG} verwendet:

$$n_E(t) = \frac{A_A}{A_{Kr}} \cdot \left[1 - \exp\left(\frac{-A_{Kr} \cdot a_0 \cdot t}{A_A}\right) \right] \quad \text{Formel 6.1-6}$$

$$\text{mit } A_{Kr} = \frac{\pi \cdot 1,278^2 \cdot d_{Ku}^2 \cdot \left(1 - \sin^2 \alpha \cdot (\varepsilon_v^2 + \cot^2 \alpha)\right)^{0,5} \cdot \rho_{Ku}^{0,5} \cdot v_{Ku,0}}{4 \cdot HB_{SG}^{0,5}}$$

Formel 6.1-7

Wird das Modell zur Berücksichtigung der unterschiedlichen Einfallwinkel der Strahlmittelkugeln erweitert, so ergibt sich Formel 6.1-8. Eingabevariablen sind hierfür die Kenngrößen des Strahlmittels und der Almenprobe. Mit der Definition einer Strahlmittelgeschwindigkeit (die über die mittlere Impulsübertragung der Sonotrode zu berechnen ist) und eines mittleren Aufprallwinkels kann nach *Melzer* die Durchbiegung der Almenproben abgebildet werden. Anhand des Kurvenverlaufs lässt sich wiederum die Strahlintensität bestimmen.

$$I(\alpha, t) = \underbrace{\frac{3 \cdot L_M^2 \cdot \pi \cdot d_{Ku}^3 \cdot \rho_{Ku} \cdot \bar{v}_{Ku,0}^2 \cdot (1 - \sin^2 \alpha \cdot (\varepsilon_v^2 + \cot^2 \alpha)) \cdot \varepsilon_p}{112 \cdot s^2 \cdot \bar{p} \cdot A_{Kr}}}_{\text{Durchbiegung}} \cdot \underbrace{\left[1 - \exp\left(\frac{-A_{Kr} \cdot a_0 \cdot t}{A_A}\right) \right]}_{\text{Sättigung}}$$

Durchbiegung

Sättigung

Formel 6.1-8

Dieser Ansatz setzt sich aus zwei Faktoren zur Beschreibung der „Durchbiegung“ und der „Sättigung“ zusammen.

Die Durchbiegung ist definiert durch:

- L_M ... Messstrecke zur Bestimmung der Almendurchbiegung ($L_M = 31,75$ mm)
- d_{Ku} ... Kugeldurchmesser
- ρ_{Ku} ... Dichte Kugelmateriale
- $v_{Ku,0}$... Kugelgeschwindigkeit
- α ... Einfallwinkel der Kugel zur Bauteiloberfläche
- ε_v ... Anteil der kinetischen Kugelenergie, der beim Zusammenstoß mit dem Bauteil abgegeben wird
- ε_p ... Anteil der kinetischen Kugelenergie, welcher in plastische Bauteilverformung umgewandelt wird
- s ... Dicke der Almenprobe ($s = 1,29$ mm für A-Almenprobe)
- \bar{p} ... mittlere Flächenpressung einer Kugel beim Aufprall auf einen Körper
- A_{Kr} ... Kraterfläche eines Kugeleindrucks

Die Sättigung wird durch eine Exponentialfunktion beschrieben, die auf dem theoretischen Bedeckungsgrad einer Probe beim Kugelstrahlen aufbaut. Vernachlässigt bleibt bei diesem Ansatz, dass eine direkte Kopplung von Sättigungszeit und Bedeckung nicht nachgewiesen ist.

Zur Beschreibung der Sättigung dienen:

- $\frac{A_E}{A_A}$... Quotient aus Kraterfläche eines Kugeleindrucks und Almenprobenfläche
- a_0 ... Strahlmittelstrom
- t ... Zeit, der die Probe dem Strahlmittelstrom ausgesetzt ist (Strahlzeit)

Die mit diesem Modell errechnete Strahlintensität für den Standardparametersatz (Strahlmittel 1 mit $d_{Ku,St} = 1$) beträgt 0,23 mm A, wenn eine Kugelgeschwindigkeit von $v_{Ku} = 14,2$ m/s verwendet (berechnet nach [3]) und ein Aufprallwinkel von $\alpha = 90^\circ$ angenommen wird. Die berechnete Größe ist damit um 15% größer als der experimentell ermittelten Wert von $I = 0,20$ mm A. Durch eine willkürliche Reduzierung des mittleren Aufprallwinkels auf $\alpha = 60^\circ$ erfolgte *Melzer* eine Angleichung der berechneten Strahlintensität an den Messwert.

Die berechneten Almendurchbiegungen über der Zeit entsprechen nicht dem Verlauf der experimentellen Messwerte. Die genannte Modifikation des Einfallwinkels hat dabei keinen signifikanten Einfluss auf den Sättigungsverlauf. Allgemein tritt mit diesem Modell die berechnete Sättigung deutlich früher ein ($T_{1_{\text{ber}}} \ll T_{1_{\text{exp}}}$) und nimmt sehr schnell ein konstantes Niveau auf Höhe der berechneten Strahlintensität an.

Das vorliegende Modell eignet sich in dieser Form, um eine erste Abschätzung der Strahlintensität zu erhalten. Die auftretenden Einschränkungen sind bedingt durch die fehlende Datenbasis zur Kugelgeschwindigkeit und Kugelflugrichtung.

Die Ergebnisse aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen zeigen, dass die von *Melzer* berechnete Kugelgeschwindigkeit über den real auftretenden Geschwindigkeitswerten liegt. Bedingt ist dies dadurch, dass die Abhängigkeit der Stoßzahl von der Kugelgeschwindigkeit keine Berücksichtigung findet. Da Stoßzahl als Funktion der Kugelgeschwindigkeit maßgeblich die Projektionsfläche eines Kugeleinschlags A_{Kr} auf dem Bauteil bestimmt, steigt somit die Ungenauigkeit des vorhandenen Berechnungsmodells.

In die Beschreibung der Sättigungsfunktion geht bereits ein, dass Mehrfachtreffer auf ein und dieselbe Stelle der Almenprobe keinen zusätzlichen Beitrag zur Bedeckung leisten. Für die mittlere Kraterprojektionsfläche auf der Almenprobe muss jedoch noch genau definiert werden, welchen Beitrag jeder einzelne Kugeleinschlag zu der plastischen Verformung der Probenoberfläche leistet.

Aus den genannten Gründen ist es erforderlich, den vorliegenden Modellansatz zu überarbeiten. Wichtigste Aufgabe ist es, aus den vorliegenden Geschwindigkeitsverteilungen entsprechende Kenngrößen zu definieren, mit denen ein Bezug zur experimentell ermittelten Strahlintensität hergestellt werden kann. Des Weiteren sind die Stoßzahlen als Funktion der Kugelgeschwindigkeit darzustellen, um die Genauigkeit des Berechnungsmodells zu steigern. Zudem gilt es, die berechnete Almenprobendurchbiegung dahingehend zu verifizieren, dass ein realer Sättigungsverlauf abgebildet werden kann.

6.2 Modifikation des erstellten Berechnungsmodells

6.2.1 Definition der Kugelgeschwindigkeit

Resultierend aus den experimentellen Ergebnissen der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen soll zunächst definiert werden, welche Kugelgeschwindigkeit aus den vorliegenden Verteilungen für die Ausbildung der Strahlintensität maßgeblich ist.

Für die plastische Verformung der Oberfläche und die Ausbildung der Druckspannungen in den oberflächennahen Bauteilschichten ist der direkt auf die Oberfläche gerichtete Verfestigungsimpuls entscheidend. Sinnvoll ist es daher, für die Berechnung der Intensität ausschließlich die orthogonal zur Bauteiloberfläche gerichtete Geschwindigkeitskomponente, die Normalgeschwindigkeit, zu betrachten. Diese Herangehensweise bringt den Vorteil mit sich, dass die Verteilung der Aufprallwinkel vollständig aus der Intensitäts- und Sättigungszeitenberechnung eliminiert werden kann.

Um eine zur Strahlintensität korrelierbare Geschwindigkeit definieren zu können, muss der Verlauf der Normalgeschwindigkeiten genauer analysiert werden (Abb. 6.2-1).

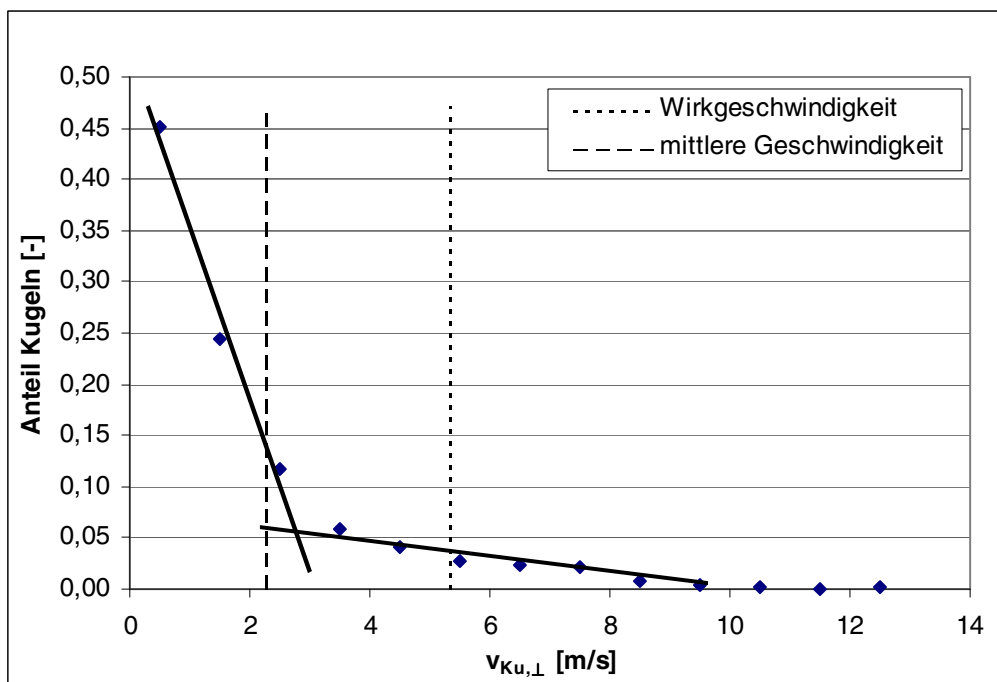


Abb. 6.2-1: Verteilung der Normalgeschwindigkeiten in der Glaskammer bei Verwendung von Strahlmittel 1 mit $d_{Ku,St} = 1$, $m_{Sm} = 2,5$ und $\hat{a} = 5/6$

Deutlich zu erkennen ist die große Anzahl an Kugeln, die sich mit sehr geringen Normalgeschwindigkeiten $0 \leq v_{Ku,\perp} \leq 2 \text{ m/s}$ in Richtung der Almenprobe bewegt. Dieser Anteil der Kugeln sinkt deutlich und dabei annähernd linear bis hin zu $v_{Ku,\perp} \approx 2,5 \text{ m/s}$. Mit Normalgeschwindigkeiten von $v_{Ku,\perp} > 2,5 \text{ m/s}$ bewegen sich nur noch rund 30% der gesamten Kugelmenge. Eine in diesen Bereich gelegte Gerade fällt deutlich schwächer und ebenfalls annähernd linear, bis bei einer Normalgeschwindigkeit von circa $v_{Ku,\perp} \geq 10 \text{ m/s}$ keine einzige Kugel mehr detektiert wird.

Somit sind zwei generell unterschiedliche Verteilungsverläufe deutlich erkennbar. Für die Ermittlung von Geschwindigkeitskenngrößen, die diesen Verlauf repräsentativ beschreiben, werden folgende Festlegungen getroffen:

- Kugeln mit geringer Normalgeschwindigkeit haben keinen Einfluss auf die Strahlintensität. Von den Kugeln bis zur Geschwindigkeitsklasse beim Schnittpunkt der Geraden wird eine so geringe Energiemenge in die Bauteiloberfläche eingebracht, dass diese von den deutlich höheren Energieimpulsen der schnelleren Kugeln überlagert werden [2] [24].
- Die Gerade im Bereich der sehr niedrigen Kugelnormalgeschwindigkeiten ist so zu definieren, dass diese durch mindestens drei Messpunkte (bei einer Geschwindigkeitsklassenbreite von $\Delta v_{Ku} = 1 \text{ m/s}$) hinreichend genau beschrieben wird.
- Die auf den Schnittpunkt folgende Geschwindigkeitsklasse bildet den Grenzwert für eine neue übergeordnete Kenngröße der Kugelgeschwindigkeit. Alle Kugeln ab diesem Grenzwert gehen in die Definition der *Wirkgeschwindigkeit* v_w ein.

$$v_w = \frac{\sum_{n_{\text{grenz}}}^{v_{\text{max}}} n \cdot v}{\sum_{n_{\text{grenz}}}^{n_{\text{max}}} n} \quad \text{Formel 6.2-1}$$

mit: n ... Anzahl der Kugeln in der Geschwindigkeitsklasse
 v ... mittlere Geschwindigkeit der Geschwindigkeitsklasse
 Indizes: grenz ... definierte Grenzwert-Geschwindigkeitsklasse
 max ... größte auftretende Geschwindigkeitsklasse mit $n > 0$

Im Beispiel aus Abb. 6.2-1 werden alle Kugeln ab der Geschwindigkeitsklasse $v_{Ku,\perp} = 3,5 \text{ m/s}$ für die Berechnung herangezogen. Die Wirkgeschwindigkeit für diese Parameterkombination beträgt $v_w = 5,33 \text{ m/s}$.

In der Wirkgeschwindigkeit sind somit alle Kugeln vereint, deren Impuls bedeutsam für die Erzeugung von Versetzungen in der Oberfläche ist. Die tief reichenden plastischen Verformungen, welche die Druckeigenspannungen unterhalb der Oberfläche erzeugen, sind jedoch nur zum Teil verantwortlich für die Durchbiegung der Almenprobe.

Der andere Teil entsteht durch die Streckung der Probenoberfläche. Hierzu tragen alle Kugeln bei, deren Impuls groß genug ist, um plastische Verformungen der Oberfläche zu erzeugen. Wie sich anhand von FEM-Simulationen des Stoßvorganges der hier betrachteten Stoßpartner aufzeigen lässt (vgl. Kapitel 6.2.2.2), ist bei Normalgeschwindigkeiten von $0 \leq v_{Ku} \leq 0,5 \text{ m/s}$ keine nennenswerte Deformation der Bauteiloberfläche feststellbar. Dies gilt für alle verwendeten Kugeldurchmesser von $0,8 \leq d_{Ku} \leq 2$.

Somit wird eine weitere Kugelgeschwindigkeit definiert, die *mittlere Geschwindigkeit* v_m genannt wird. Diese wird mit allen Kugeln mit Geschwindigkeiten $v_{Ku} > 0,5 \text{ m/s}$ berechnet. Bei Geschwindigkeitsklassen mit einer Breite von $\Delta v_{Ku} = 1 \text{ m/s}$ lautet die Berechnungsformel:

$$v_m = \frac{\left(\sum_{i=1} n_i \cdot v_i \right) - 0,5 \cdot n_1 \cdot v_1}{\left(\sum_{i=1} n_i \right) - 0,5 \cdot n_1} \quad \text{Formel 6.2-2}$$

Die mittlere Geschwindigkeit für das Beispiel in Abb. 6.2-1 beträgt $v_m = 2,28 \text{ m/s}$. Für weitere Parameterkombinationen sind die Geschwindigkeitskenngrößen in Tab. 6.2-1 und eine graphische Darstellung im Anhang Abb. 25 zu finden.

Strahlmitteltyp	$d_{Ku} [-]$	$\hat{a} [-]$	$v_w [\text{m/s}]$	$v_m [\text{m/s}]$
1	0,8	5/6	5,65	2,09
1	1	1/2	3,79	1,45
1	1	4/6	4,42	1,60
1	1	5/6	5,33	2,28
1	1	1	5,07	1,74
1	1	7/6	5,18	1,79
1	1,5	1/2	4,53	1,90
1	1,5	5/6	5,52	2,34
1	1,5	7/6	5,95	2,55
2	0,91	5/6	5,94	2,37
2	1,2	1/2	4,50	1,92
2	1,2	5/6	6,21	2,11
2	1,2	7/6	6,90	2,14

Tab. 6.2-1: Übersicht über die mittels Hochgeschwindigkeitsaufnahmen analysierten Parameterkombinationen und der daraus abgeleiteten Wirkgeschwindigkeit v_w , sowie der mittleren Kugelgeschwindigkeit v_m

Die so bestimmten Kugelgeschwindigkeiten gelten nur für den Aufbau mit der quaderförmigen Glaskammer. Eine Übertragung auf andere Kammern ist nur sehr eingeschränkt möglich, da die Kammer- sowie Bauteilgeometrie nachweislich einen entscheidenden Einfluss auf die Kugelbewegung und somit auf das zu erwartende Geschwindigkeitsprofil hat.

6.2.2 Definition der geschwindigkeitsabhängigen Modellparameter

6.2.2.1 Stoßzahl und Energiekoeffizient

Neben der Größe der kinetischen Energie einer Kugel ist die davon abhängige Energieübertragungsrate für die Berechnung der Almendurchbiegung elementar. Je größer der relative Geschwindigkeitsunterschied der Stoßpartner zueinander ist, desto größer ist - neben der erwünschten plastischen Bauteilverformung - der Anteil an eingebrachter Energie, der durch z.B. Reibungswärme dissipiert. Der, die plastischen Verformungen bewirkende, Energieanteil setzt sich aus zwei Faktoren zusammen:

1. Stoßzahl ε_v , die den Geschwindigkeitsverlust Δv_{Ku} einer Kugel nach dem Zusammenprall mit dem Stoßpartner beschreibt. Hiermit wird die Energie definiert, die das Strahlmittel an das Bauteil oder das Kammerwandelement abgibt.
2. Von dieser Energie fließt wiederum nur ein definierter Anteil in die Erzeugung plastischer Deformationen des Bauteils [116]. Dieser kann durch den Energiekoeffizienten ε_p beschrieben werden.

Die restlichen Anteile der eingebrachten Energie werden durch elastische Deformationen des Strahlmittels und des Bauteils in Form von Wärme und Schall an die Umgebung abgegeben.

Für die mathematische Beschreibung der Stoßzahl ε_v wurden am IWK I der TU Karlsruhe FEM-Berechnungen mit ABAQUS durchgeführt. Simuliert wurde der Aufprall starrer Kugeln auf den Almenproben-Stahl (ausgelagertes C45E) und das Bauteilmaterial Ti6Al4V (Abb. 6.2-2).

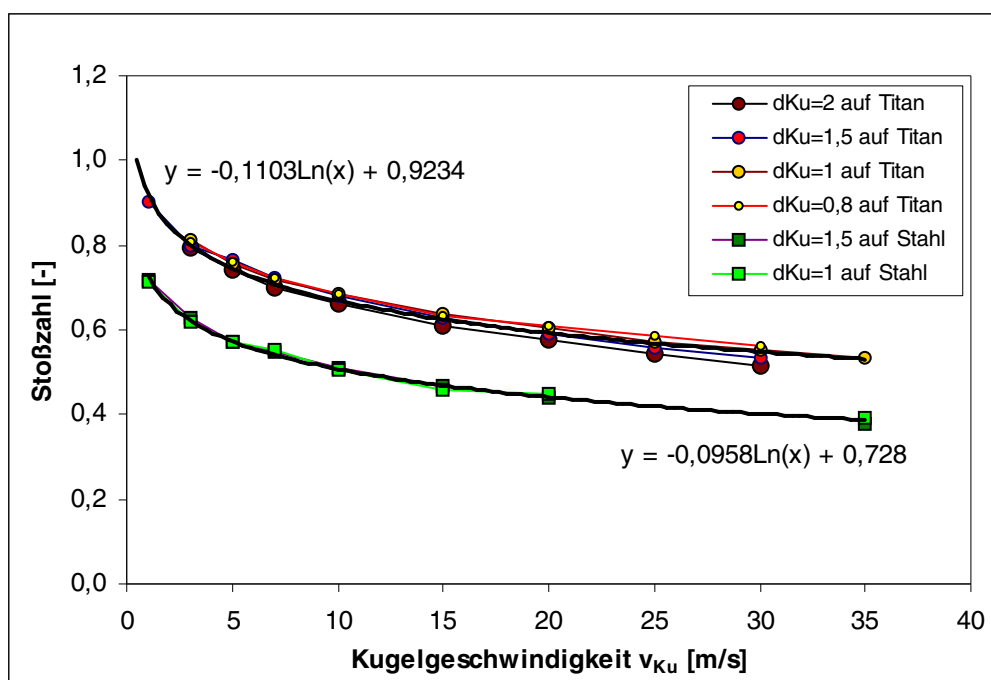


Abb. 6.2-2: Ergebnisse von FEM-Simulationen (ABAQUS) zur Bestimmung der Stoßzahl ε_v in Abhängigkeit der Kugelgeschwindigkeit. Verwendung verschiedener Strahlmitteldurchmesser von Strahlmittel 1 beim Aufprall auf ausgelagertem C45E und dem Bauteilmaterial Ti6Al4V.

Für den Kugelaufprall auf Almenprobenstahl liefern die FEM-Simulationen folgenden Zusammenhang:

$$\varepsilon_{v,Fe} = -0,0958 \cdot \ln(v_{Ku}) + 0,728 \quad \text{Formel 6.2-3}$$

Diese Funktion ist für alle Kugeldurchmesser $0,8 \leq d_{Ku} \leq 2$ gültig, da keine signifikanten Abweichungen der Stoßzahlenverläufe zu beobachten sind. Da jedoch der Almenstreifen beim Strahlen die vermeintlich kleinste Fläche in der Strahlkammer darstellt, auf der Kugeln aufkommen, ist die Verwendung des Zusammenhangs bei der Intensitätsberechnung nicht sinnvoll. Vielmehr müssen die Materialeigenschaften des Kammerdeckels und dessen Energieabsorption berücksichtigt werden, weil dieser den Großteil der bestrahlten Fläche ausmacht.

Wird ein Bauteil aus Ti6Al4V gestrahlt oder sollen die Stoßzahlen für die Sonotrode beschrieben werden, so bestehen andere funktionelle Zusammenhänge. Hier finden, so die Simulationsergebnisse, bei sehr kleinen Kugelgeschwindigkeiten rein elastische Zusammenstöße statt. Da nur leicht unterschiedliche Kurvenverläufe auftreten, die aber nicht in direktem Zusammenhang mit den eingesetzten Kugeldurchmessern stehen, wird ein für alle Kugeldurchmesser repräsentativer Kurvenverlauf für die Stoßzahl auf Titan definiert (Formel 6.2-4).

$$\varepsilon_{v,Ti} = -0,1103 \cdot \ln(v_{Ku}) + 0,9234 \quad \text{Formel 6.2-4}$$

Da Stoßzahlen $\varepsilon_v > 1$ praktisch nicht möglich sind, muss für die Berechnung der Intensität bei kleinen Kugelgeschwindigkeiten dieser Wert auf $\varepsilon_{v,Ti} = 1$ limitiert werden. Für jede hiermit nicht abgedeckte Kombination aus Strahlmittel (Durchmesser, Härte und Dichte) und Bauteilmaterial sind die Stoßzahlen in Abhängigkeit von der Aufprallgeschwindigkeit durch separate FEM-Simulationen zu bestimmen.

Der Energiekoeffizient ε_p wird über eine Extrapolation aus einen von *Gommel* in [116] ermittelten linearen Zusammenhang beim Kugelaufprall auf Stahl abgeleitet (Anhang Abb. 26):

$$\varepsilon_p = (0,283 \cdot v_{Ku} + 50)/100 \quad \text{Formel 6.2-5}$$

Mit steigender Aufprallgeschwindigkeit der Kugel vergrößert sich der Anteil an der von einer Kugel abgegebenen kinetischen Energie, welcher in die plastische Verformung des Bauteils fließt. Die Datenbasis, auf die der ermittelte funktionelle Zusammenhang beruht, ist nicht sehr umfangreich. Es erfolgt zudem keine Berücksichtigung des durch die Partikelmasse beein-

flussten Kugelimpulses. Dennoch soll diese Funktion Verwendung finden, da somit der Energiekoeffizient zumindest näherungsweise beschrieben werden kann. Bei kleinen Kugelgeschwindigkeiten z.B. $v_{Ku} < 3 \text{ m/s}$, wo je nach Bauteileigenschaften nur geringe oder keine plastischen Materialverformungen auftreten, entsprechen die Koeffizienten sicher nicht dem realen Umwandlungsgrad. Für die Ausprägung der Almendurchbiegung spielen diese langsamen Kugeln, wie bereits erwähnt, jedoch keine oder nur eine untergeordnete Rolle.

Nachfolgend wird für die Sonotrode, als auch für die Reflektion der Kugel vom Bauteil die Stoßzahl $\varepsilon_{v,Ti}$ durch Formel 6.2-4 definiert. Zusammen mit der Schwingungsamplitude der Sonotrode ist es somit möglich, die theoretische Maximalgeschwindigkeit der Kugel in einem Kammersystem zu berechnen. Für den Standardparametersatz ergibt sich nach

$$v_{So,max} = \hat{a} \cdot \omega \quad \text{mit } \omega = 2 \cdot \pi \cdot f \quad \text{Formel 6.2-6}$$

eine maximale Sonotrodengeschwindigkeit von $v_{So,max} = 7,54 \text{ m/s}$.

Unter Einbezug von
$$v_{Ku} = v_{So,max} - \varepsilon_{v,Ti} (v_{Ku,0} - v_{So,max}) \quad \text{Formel 6.2-7}$$

und
$$v_{Ku,0} = \varepsilon_{v,Fe} \cdot v_{Ku} \quad \text{Formel 6.2-8}$$

lässt sich nun mittels Iteration die maximale Strahlmittelgeschwindigkeit bestimmen. Der Term $v_{Ku,0} - v_{So,max}$ stellt dabei die Relativgeschwindigkeit der Kugel beim Aufprall auf die Sonotrodenoberfläche dar.

Unter der Voraussetzung, dass die Kugel genau in dem Moment auf die Sonotrode auftrifft, wenn diese sich mit maximaler Geschwindigkeit nach oben bewegt, stellt sich eine Kugelmaximalgeschwindigkeit von $v_{Ku,max} = 18,75 \text{ m/s}$ ein. Eine vom Bauteil reflektierte Kugel bewegt sich mit $v_0 = 11,25 \text{ m/s}$ wieder in Richtung Sonotrode.

Definiert man, wie *Melzer*, die Stoßzahlen als Konstanten, so ergibt sich mit $\varepsilon_{v,Ti} = 0,67$ und $\varepsilon_{v,Fe} = 0,73$ nach der Kugelbeschleunigung durch die Sonotrode eine deutlich höhere Maximalgeschwindigkeit von $v_{Ku,max} = 24,5 \text{ m/s}$.

6.2.2.2 Projizierte Kraterfläche

Des Weiteren ist für die Berechnung der Strahlintensität die Ermittlung der Eindruckfläche erforderlich, die eine Kugel beim Einschlag auf der Bauteiloberfläche hinterlässt. Die Kraterfläche ist, analog der Stoßzahlen, von den Bauteil- und Strahlmitteleigenschaften, sowie von der Strahlmittelgeschwindigkeit abhängig. Durchgeführte FEM-Simulationsrechnungen für Kugeln des Strahlmittels 1 zeigen einen deutlichen Unterschied der Krateradien mit variierendem Kugeldurchmesser (Abb. 6.2-3). Lediglich ein geringer Unterschied der Krateradien ist festzustellen, wenn wärmebehandelter C45E-Stahl oder Ti6Al4V-Werkstoff verfestigt wird.

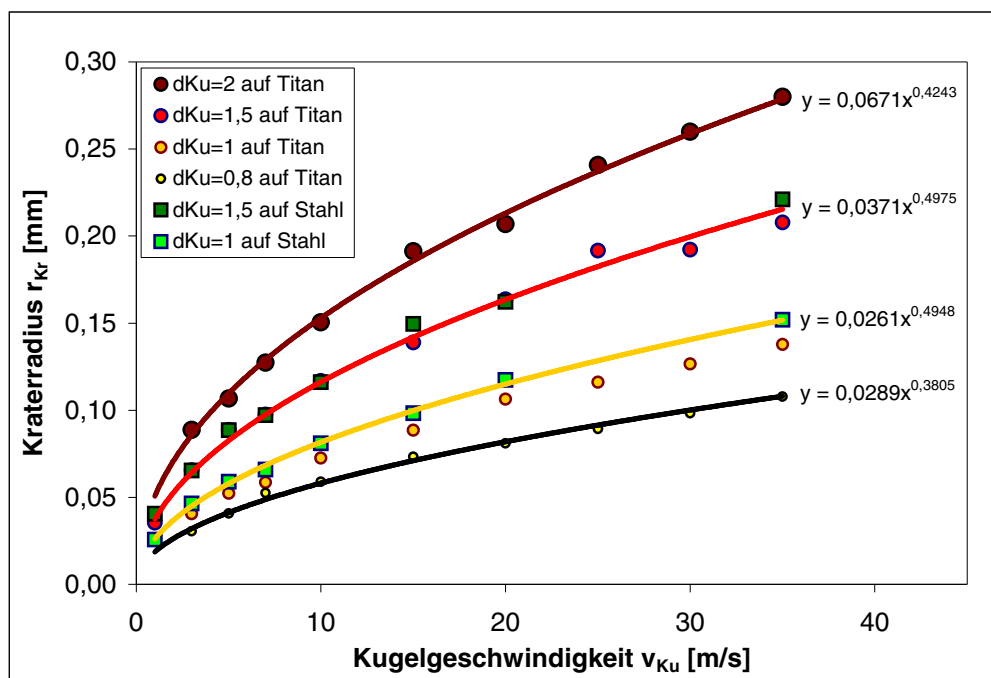


Abb. 6.2-3: Kraterradius aus FEM-Simulationen in Abhängigkeit der Kugelgeschwindigkeit v_{Ku} für Strahlmittel 1 mit unterschiedlichem Durchmesser beim Aufprall auf Stahl- (C45E angelassen und ausgelagert) oder Titan-Werkstoff (Ti6Al4V)

Für die weitere Verwendung gelten die angegebenen Funktionen entsprechend des verwendeten Kugeldurchmessers und unabhängig davon, ob das bestrahlte Bauteilmaterial aus Stahl oder Titan besteht. Überprüft man die experimentell im Kapitel 4.2 ermittelten Krateradien mit denen bei großen Kugelgeschwindigkeiten und über die Formeln berechneten, so kommt es durchweg zu einer sehr guten Übereinstimmung der Werte.

Strahlmittel 1 $d_{Ku} = 0,8$

$$r_{Kr} = 0,0289 \cdot v_{Ku}^{0,3805}$$

Formel 6.2-9

Strahlmittel 1 $d_{Ku} = 1,0$

$$r_{Kr} = 0,0261 \cdot v_{Ku}^{0,4948}$$

Formel 6.2-10

Strahlmittel 1 $d_{Ku} = 1,5$

$$r_{Kr} = 0,0371 \cdot v_{Ku}^{0,4975}$$

Formel 6.2-11

Strahlmittel 1 $d_{Ku} = 2,0$

$$r_{Kr} = 0,0671 \cdot v_{Ku}^{0,4243}$$

Formel 6.2-12

6.2.3 Intensitätsberechnung

Der entwickelte Modellansatz zur Intensitätsberechnung stellt sich unter Einbezug der orthogonal zur Bauteiloberfläche gerichteten Geschwindigkeitskomponente nun wie folgt dar:

$$I(v_{Ku}) = \frac{3 \cdot L_M^2 \cdot \pi \cdot d_{Ku}^3 \cdot \rho_{Ku} \cdot v_{Ku,\perp}^2 \cdot (1 - \varepsilon_v^2) \cdot \varepsilon_p}{112 \cdot s^2 \cdot \bar{p} \cdot \pi \cdot r_{Kr}^2} \quad \text{Formel 6.2-13}$$

Da lediglich Geschwindigkeitsprofile aus der Glaskammer vorliegen, kann die Strahlintensität mit dem Modell daher nur für diesen Aufbau und den dabei verwendeten Parameterkombinationen berechnet werden. In zusätzlichen experimentellen Versuchen wurde dazu die Strahlintensität in der Glaskammer bestimmt.

Mit den ermittelten Kenngrößen der Kugelgeschwindigkeiten (Auswahl in Tab. 6.2-2) liegen alle notwendigen Parameter zur Intensitätsberechnung vor. Die Wirkgeschwindigkeit geht dabei mit $v_{Ku,\perp} = v_w$ in den Zähler des Berechnungsmodells ein. Die mittlere Kugelgeschwindigkeit in der Kammer definiert den Kraterradius im Nenner, und somit die mittlere Kraterprojektionsfläche. Formel 6.2-3 liefert die Stoßzahl $\varepsilon_v = \varepsilon_{v,Fe}$ für den Kugelaufprall auf den Almenplättchen. Folgende Intensitätswerte I_{ber} werden mit dem Berechnungsmodell ermittelt:

d_{Ku} [-]	\hat{a} [-]	v_w [m/s]	v_m [m/s]	I_{ber} [mm A]	I_{exp} [mm A]
1,0	5/6	5,33	2,28	0,18	0,15
1,5	1/2	4,53	1,90	0,27	0,18
1,5	5/6	5,52	2,34	0,31	0,25
1,5	7/6	5,95	2,55	0,33	0,31

Tab. 6.2-2: Übersicht der aus den Hochgeschwindigkeitsanalysen ermittelten Kugelgeschwindigkeitskenngrößen. Vergleich der Strahlintensitäten I_{ber} (mit Berechnungsmodell berechnet) und I_{exp} (experimentell ermittelt).

Die berechneten Intensitätswerte weisen meist eine gute Annäherung zu den experimentellen Werten auf, sind jedoch noch nicht genau genug, um eine Vorhersage der Intensitäten im Rahmen der geforderten Zeichnungstoleranz zu gewährleisten. Mögliche Ursache für die zu hohen Intensitätswerte kann die große Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Geschwindigkeitskenngrößen aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen sein. Eine exaktere Bestimmung ist hier möglich, wenn die Auflösung der Geschwindigkeitsklassen auf z.B. $\Delta v_{Ku} = 0,5$ m/s gesenkt werden kann. Die notwendigen Modifikationen der Auswertesoftware für die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen konnten im Untersuchungszeitraum nicht mehr durchgeführt werden. Vielmehr wurde stattdessen das Ziel verfolgt, mit der Entwicklung eines Simulationsprogramms (Kapitel 7) auch Geschwindigkeitsprofile für optisch nicht zugängliche Strahlkammern zu generieren. Auf diesem Wege können weitere Überprüfungen des Berechnungsmodells mit einer weitaus umfangreicheren Datenbasis erfolgen. Die Simulation der Kugelbe-

wegungen in der Glaskammer wäre bei Erfolg der Entwicklungsarbeiten ebenso möglich. Die Darstellung der simulierten Geschwindigkeitsprofile mit kleineren Geschwindigkeitsklassen sollte dazu führen, dass mit den daraus abgeleiteten Kenngrößen eine genauere Berechnung der Strahlintensitäten durch das analytische Modell möglich ist.

6.2.4 Berechnung des Sättigungsverhaltens

Der mit Hilfe der mittleren Kugelgeschwindigkeit definierte Kraterdurchmesser führte bei der Intensitätsberechnung bereits zu zufriedenstellenden Ergebnissen. Bei der Berechnung des Sättigungsverhaltens der Almindurchbiegung soll diese Größe erneut Berücksichtigung finden. Dazu wird der durch *Kirk* in [117] entwickelte und von *Melzer* verwendete Term zur Bestimmung der Projektionsfläche des Kugeleindrucks ersetzt. Stattdessen wird auf die durch FEM-Simulationen ermittelten Zusammenhänge als Funktion der mittleren Kugelgeschwindigkeit zurückgegriffen. Die Kraterprojektionsfläche kann dann beschrieben werden durch die simple Funktion

$$A_{Kr} = \pi \cdot r_{Kr}^2 . \quad \text{Formel 6.2-14}$$

Für den Standardparametersatz ergibt sich demnach mit Strahlmittel 1 und $d_{Ku,St} = 1$ die mittlere Kraterquerschnittsfläche zu:

$$\bar{A}_{Kr} = \pi \cdot \left(0,0261 \cdot v_m^{0,4948} \right)^2 \quad \text{Formel 6.2-15}$$

Um nun die Durchbiegung einer Almenprobe beschreiben zu können, muss, von einer Zufallsverteilung der Kugeleinschläge ausgehend, der Bedeckungsgrad definiert werden.

Parameter für den Bedeckungsgrad sind:

- die Anzahl der Kugeltreffer auf einer Bauteilfläche pro Zeiteinheit,
- die Projektionsfläche, welche durch die Kugelgeschwindigkeit und die Materialeigenschaften des Bauteils bestimmt ist (Kugelhärte >> Bauteilhärte) und
- die Strahlzeit.

An dieser Stelle wird die idealisierte Annahme getroffen, dass die plastische Streckung abgeschlossen ist, wenn 100% Bedeckung der Almenoberfläche erreicht werden. Die Anzahl von Mehrfachtreffern auf ein und dieselbe Stelle der Bauteiloberfläche hat bei dieser vereinfachten Betrachtungsweise keinen Einfluss auf die Oberflächendehnung.

Für die Beschreibung des Bedeckungsgrades beim Ultraschallkugelstrahlen wird folgende Funktion definiert:

$$\varphi = 1 - \exp(-A_{Kr} \cdot n_{Kt} \cdot t) \quad \text{Formel 6.2-16}$$

mit: A_E ... Fläche eines Kugeleinschlages mit Wirkgeschwindigkeit [mm^2]
 n_{Kt} ... Anzahl Kugeltreffer pro Zeiteinheit und Fläche [$\text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2}$]
 t ... Strahlzeit [s]

Während die Kraterfläche als Funktion der Geschwindigkeit und die Strahlzeit einer Almenprobe bekannt sind, fehlt als weitere Eingabegröße die Anzahl an Kugeln, die pro Zeiteinheit auf das Bauteil trifft. Eine Bestimmung dieser Größe aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen ist sehr aufwendig, da eine automatisierte Auswertung an dieser Stelle nicht angewendet werden kann. So müssen die Einschläge auf dem Deckel manuell ausgezählt werden. Die auf diese Weise ermittelte Trefferfrequenz n_{Kt} beträgt ungefähr $0,1 \text{ [s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2}]$, wenn in der Glaskammer Strahlmittel 1 mit $d_{Ku} = 1,5$ und $m_{Sm} = 2,5$ verwendet wird. Die Schwingungsamplitude ist $\hat{a} = 7/6$.

Der berechnete Verlauf der Almendurchbiegung über die Strahldauer zeigt mit der experimentell ermittelten Trefferfrequenz eine offensichtliche Abweichung zu dem realen Sättigungskurvenverlauf.

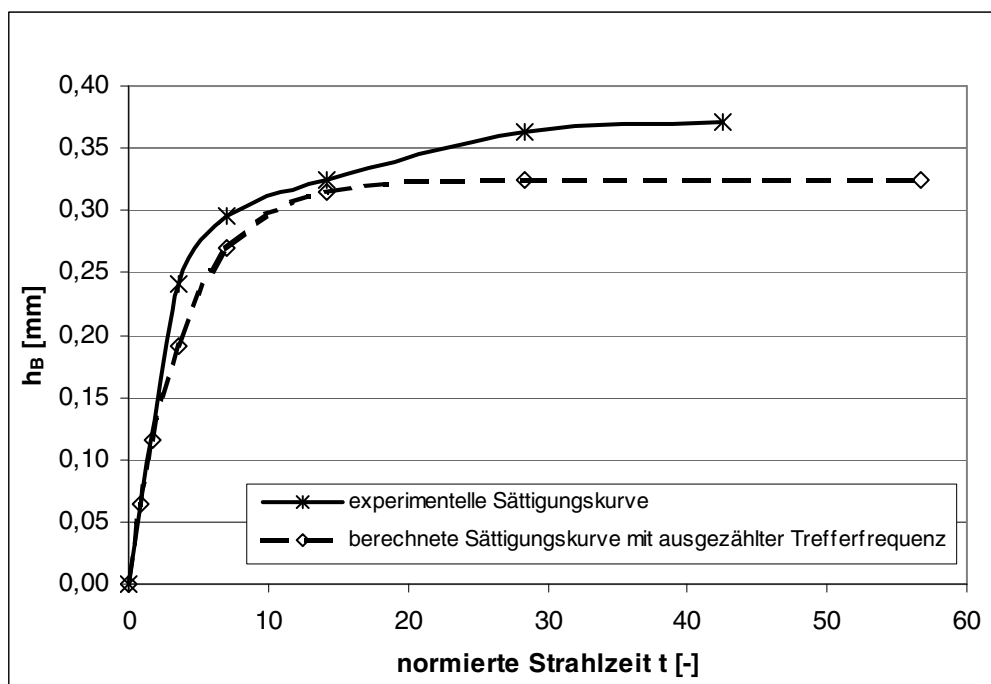


Abb. 6.2-4: Berechneter Verlauf der Sättigungsfunktion mit manuell ausgezählter Trefferfrequenz auf dem Kammerdeckel im Vergleich zu den experimentell aufgenommen Almendurchbiegungen in der Glaskammer. Verwendung von Strahlmittel 1 mit $d_{Ku} = 1,5$ und Schwingungsamplitude von $\hat{a} = 7/6$

Mit der bestimmten Kugeltrefferdichte ergeben sich keine deckungsgleichen Sättigungsverläufe. Durch die manuelle Einzelbildauswertung der 1000 Aufnahmen der Sequenz kann nicht ausgeschlossen werden, dass Kugeleinschläge auf dem Deckel übersehen bzw. durch die Überlagerung von Kugeln in der Projektion nicht zu sehen waren. Große Erwartungen werden daher an die Entwicklung eines Simulationsprogramms geknüpft, mit dem die Trefferdichte auf der Bauteiloberfläche einfach und zuverlässig bestimmt werden kann.

Andere Überlegungen, um verwertbare Aussagen über die Kugeltrefferdichte zu erhalten, wie z.B. die Analyse der beim Aufprall entstehenden Schallemissionen oder die Verwendung drucksensitiver Filme, führten zu keinen praktikablen Lösungsansätzen.

Somit bleibt vorerst festzuhalten, dass die Berechnung der Strahlzeiten mit dem erstellten Berechnungsmodell großes Potential aufweist. Dafür ist allerdings eine geeignete Messmethode zur Bestimmung der Kugeltrefferfrequenz auf der Bauteiloberfläche notwendig. Alternativ dazu könnte z.B. eine Simulationssoftware die benötigten Informationen liefern, wenn es gelingt, die Kugelbewegungen in einer Strahlkammer realitätsgetreu wiederzugeben.

6.3 Bewertung des Berechnungsmodells

Unter Verwendung der Daten aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen kann mit dem analytischen Berechnungsmodell bereits in guter Näherung die in der Glaskammer auftretende Strahlintensität berechnen werden. Dies konnte an zwei verschiedenen Strahlmitteldurchmessern, sowie bei unterschiedlichen Schwingungsamplituden gezeigt werden.

Die Bestimmung der Wirkgeschwindigkeit der Kugeln aus der Geschwindigkeitsverteilung liefert gute Werte. Jedoch ist eine feinere Auflösung des Geschwindigkeitsprofils wünschenswert. Empfehlenswert dafür ist eine Breite der Geschwindigkeitsklassen von $\Delta v_{Ku} = 0,5 \text{ m/s}$. Liegen genauere Geschwindigkeitskenngrößen vor, kann die Validierung des analytischen Berechnungsmodells fortgesetzt werden. Die konzipierte Größe der mittleren Kugelgeschwindigkeit erweist sich bei der Intensitäts-, sowie bei der Sättigungsberechnung bereits als sehr adäquat.

Soll die Strahlmittelmenge erhöht werden, um andere Parameterkombinationen zu untersuchen, so stößt der für die Auswertung der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen verwendete Algorithmus an seine Grenzen. Die entwickelte Auswertesoftware liefert keine verwertbaren Informationen, wenn beispielsweise zu viele Kugelüberlagerungen in den Aufzeichnungen auftreten. Auch eine Vielzahl von Richtungsänderungen bzw. potentiellen Richtungsänderungen der Kugeln innerhalb einer Bildsequenz aus drei Einzelbildern führt zu nicht verwertbaren Ergebnissen. Daher ist eine Prüfung des Berechnungsmodells beim Einsatz unterschiedlicher Strahlmittelmengen derzeit nicht möglich.

Gelungen ist mit dem analytischen Berechnungsmodell auch die Darstellung des Sättigungsverhaltens der Almenproben bei zunehmender Strahldauer. Stehen zuverlässige Werte für die Trefferfrequenz auf der Bauteiloberfläche zur Verfügung, so sind realitätsnahe Sättigungskurven darstellbar. Keine Berücksichtigung findet in der Berechnung, dass durch Mehrfachtreffer eine zusätzliche, auch wenn deutlich geringere Dehnung der Probenoberfläche gegenüber dem ersten Kugelaufprall stattfindet.

Größtes Problem für die Anwendung des Modells stellt die Bestimmung der Kugelgeschwindigkeiten, sowie die daraus abgeleiteten Kenngrößen dar. Die bisher ermittelten Werte aus den Glaskammern sind nur unzureichend auf andere Kammergeometrien oder Parameterkombinationen übertragbar. Eine zuverlässige Bestimmung dieser für die Berechnung essen-

tiellen Größen ist in anderen Kammern, z.B. den in den Experimenten verwendeten runden Kammern, unmöglich. Um diese Informationen zu generieren, bedarf es einer analytischen Simulation des Ultraschallkugelstrahlens. Diese Forderung wird umso verständlicher, da sonst auch zukünftig keine Möglichkeit bestehen wird, die Geschwindigkeitsvektoren bei Veränderung der Bauteilausrichtung gegenüber der Sonotrode zu ermitteln.

Die Daten, die experimentell nicht generierbar sind, müssen daher auf dem Wege einer numerischen Simulation der Kugelbewegungen in einer Strahlkammer gewonnen werden. Dazu muss ein Simulationsprogramm entwickelt werden, welches die in dieser Arbeit bereits gewonnen Erkenntnisse, wie z.B. die geschwindigkeitsabhängigen Stoß- und Energiekoeffizienten, sowie die Einschlagkraterradien berücksichtigt. Die Simulationsergebnisse können dann, nach erfolgreicher Verifizierung, Eingabedaten für die Intensitätsberechnung mit dem erstellten analytischen Berechnungsmodell liefern.

7 Simulation der Vorgänge beim US-Kugelstrahlen

7.1 Aufgabenstellung für die Simulation

Die Beschreibung der Parametereinflüsse beim Ultraschallkugelstrahlen ist für einfache Kammergeometrien mit den Ergebnissen der Experimente bereits sehr gut möglich. Des Weiteren soll als ein Resultat dieser Arbeit die Anwendbarkeit des Verfahrens für diverse bauteilspezifische Problemstellungen abschätzbar sein. Da eine Aufzeichnung und Auswertung der Kugelbewegungen nur in transparenten Kammern durchführbar ist, muss daher mit Hilfe einer Simulation der Kugelbewegungen in einer Strahlkammer die genaue Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung erfolgen. Das dafür zu entwickelnde Simulationsprogramm muss gewährleisten, dass die Kugelbewegungen in der Strahlkammer für beliebige Bauteilgeometrien realitätsnah abgebildet werden. Mit Hilfe der Simulationsergebnisse wird unter anderem erwartet, dass durch eine feinere Auflösung des Geschwindigkeitsprofils der Kugeln die Vorhersagegenauigkeit des Berechnungsmodells erhöht wird. Die Auswirkung aller Einflussgrößen kann somit hinreichend genau analysiert und bewertet werden. Zudem erscheint es sinnvoll, die Vorgänge in der Kammer visuell darstellen zu können. Ein entsprechendes Modul soll daher eine Projektion der Kugelbewegung in den drei Hauptebenen ermöglichen.

Zu Beginn sollen die Vorgänge in den quaderförmigen Glaskammern simuliert werden. Im Anschluss, bei erfolgreicher Verifikation des Programms, soll die Übertragung der Simulation auf die in den Experimenten verwendeten Kammern erfolgen. In weiteren Schritten können dann die Kugelbewegungen bei beliebigen Kammer- und Bauteilgeometrien analysiert werden. Der größte Vorteil eines solchen Simulationsprogramms wird darin gesehen, dass der experimentelle Aufwand für die Parameteroptimierung beim Ultraschallkugelstrahlen deutlich reduziert werden kann.

7.2 Entwicklung einer Simulationssoftware

Um die soeben definierten Ziele an die Simulation adäquat lösen zu können, wurde die Fa. MicroConsult GmbH beauftragt, die Programmierung einer numerischen Mehrkörpersimulation mit MATLAB umzusetzen. Die zu berücksichtigenden prozessspezifischen Informationen wurden hierfür beigestellt.

Die Berechnung der Kugelbewegung erfolgt explizit, also für jede Kugel wird einzeln geprüft, ob ein Zusammenstoß mit einem anderen Körper (Sonotrode, Kammerwand, Bauteil oder andere Kugeln) in einem definierten Zeitintervall erfolgen kann. Ergibt die Bewertung der Kugelflugbahnen, dass eine Kollision zweier Stoßpartner stattfindet, so wird in kleineren Zeitschritten der Zusammenstoß (oder die Zusammenstöße) detailliert berechnet. Dabei werden neben dem Aufprallwinkel auch die Materialeigenschaften (in Form der definierten Stoßzahlen) und die Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner beim Zusammenstoß berücksichtigt.

Erwartet werden kann, dass mit steigender Kugelzahl eine Vergrößerung der Simulationsdauer einhergeht. Große Kugelmengen bringen zu einem deutlich mehr Einschlüsse der Kugeln auf den Kammerwänden, der Bauteil- und Sonotrodenoberfläche mit sich. Zum anderen steigt durch die Verringerung der freien Weglänge der Kugeln die Wahrscheinlichkeit, dass Kugeln miteinander kollidieren. Um den Rechenaufwand zur Kollisionsberechnung gering zu halten, sollten zudem möglichst wenige Flächenelemente bei den Kammer- und Bauteilgeometrien erzeugt werden.

Zu Beschreibung der Vorgänge in der Strahlkammer muss der Anteil der kinetischen Energie einer Kugel definiert werden, der beim Kugelaufprall auf die Sonotrode, auf die Kammerwand und auf das Bauteil in andere Energieformen umgewandelt wird. Der Energieverlust einer Strahlkugel nach dem Aufprall setzt sich nach *Falcon et al.* in [13] zusammen aus:

- Druckwellen, die nach dem Kugelaufprall sowohl in das Bauteil, als auch in das Strahlmittel wandern.
- Energie, welche durch die plastische Deformation des Bauteils und der Strahlkugel umgewandelt wird.
- Dissipation von Energie durch die viskoelastischen Eigenschaften von Bauteil und Strahlmittel.

Die Wechselwirkungen, die zwischen den Kugeln und der Kammerwand aus Glas oder Kunststoff stattfinden, sind bei allen durchgeführten Experimenten nachweislich elastischer Natur. Energiedissipation findet lediglich durch die entstehenden Druckwellen und das viskoelastische Materialverhalten der Kammerwand statt. Diese sind sehr gut durch experimentell ermittelbare und von der Kugelgeschwindigkeit weitgehend unabhängige Stoßzahlen beschreibbar (Kapitel 7.3). Die Interaktion der Kugeln mit der Sonotrode und dem Bauteil ist dagegen deutlich komplexer. So gilt es beim Bauteil zu berücksichtigen, welcher Energieanteil einer Kugel auf das Bauteil übertragen wird. Diese Größe ist von der Kugelgeschwindigkeit abhängig und wird daher über die bereits definierten Stoßzahlen aus Kapitel 6.2.2.1 berücksichtigt.

Nicht in das Modell einbezogen wird der Effekt der Bauteilaufhärtung mit zunehmender Strahldauer. Die sich mit der Anzahl der Kugeltreffer auf einem Flächenelement verändernde Bauteilhärte bewirkt, dass eine Kugel beim Aufprall auf eine bereits verfestigte Fläche weniger Energie an diese abgeben kann. Somit steigt die Stoßzahl, was zu größeren Geschwindigkeiten der reflektierten Kugeln führt. Die daraus vermutlich resultierende leichte Erhöhung der mittleren Kugelgeschwindigkeit in der Kammer konnte bisher nicht nachgewiesen werden. Von daher ist es nach derzeitigem Kenntnisstand nicht notwendig, eine strahlzeitabhängige Definition der Stoßzahlen einzuführen. Werden Almenproben gestrahlt, wird nur die Fläche der Almenprobe selbst plastisch verformt. Alle anderen Kugelkontaktflächen, wie beispielsweise der Deckel aus gehärtetem Stahl, der ebenfalls gehärtete Almenblock oder die Kammerwände, erfahren keine weitere Aufhärtung.

Analog verhält es sich mit der Veränderung der Oberflächenstruktur durch den Kugelaufprall. Beim Almenprobenstrahlen zur Intensitätsbestimmung wird nur die Probenoberfläche plastisch verformt. Diese ist im Verhältnis zur gesamten Kammerfläche sehr klein. Das material-spezifische Energieabsorptionsverhalten und die potentiellen Veränderungen der Reflektionswinkel auf der Almenprobe haben somit keine Auswirkung auf die ganzheitliche Kugelbewegung in der Kammer. Eine Integration der zeitlichen Veränderung der Oberflächenstruktur des Bauteils erfolgt daher in dem Simulationsprogramm nicht. Soll das Strahlverhalten eines realen Bauteils simuliert werden, so sind an dieser Stelle entsprechende Modifikationen, z.B. der Rückprallwinkel der Kugeln, durchzuführen.

Um die Bedeckung der Oberfläche mit Kugeleinschlägen wiedergeben zu können, muss die Simulation die Größe der Kugelkrater als Funktion der Kugelgeschwindigkeit berücksichtigen. Der Kugelkraterradius soll dafür über die im Kapitel 6.2.2.2 bereitgestellten Formeln definiert werden. Aus der Summe der einzelnen Kugeltreffer wird die Überdeckung berechnet. Dabei werden alle Kraterprojektionsflächen eines Flächenelements aufsummiert und als Quotient

über dessen Größe angegeben. Mehrfachtreffer auf eine Stelle werden genauso erfasst, wie Treffer auf noch ungetroffenes Bauteilmaterial. Auch hier findet keine Anpassung der Funktionsverläufe an die sich verändernden Materialeigenschaften mit zunehmender Strahldauer statt. Die theoretische Überdeckung soll helfen, die Strahlzeit bis zur Bedeckung einer Bauteilfläche abschätzen zu können.

Die letzte, noch bezüglich der Energieübertragung zu betrachtende Fläche stellt die Sonotrode dar. Die dort stattfindenden mikroskopischen Vorgänge realitätsgetreu abzubilden, stellt für die Programmierung der Simulation die größte Herausforderung dar. Die von der Phase der Sonotrodenschwingung abhängige Relativgeschwindigkeit beim Aufprall der Kugel auf die Sonotrode muss sowohl in die Definition der auf die Kugel wirkenden Beschleunigungskraft, als auch bei der Beschreibung der Stoßzahl eingehen.

Die Interaktion der potentiellen Stoßpartner in Abhängigkeit von der Schwingphase der Sonotrode und der Kugelgeschwindigkeit ist in Abb. 7.2-1 veranschaulicht.

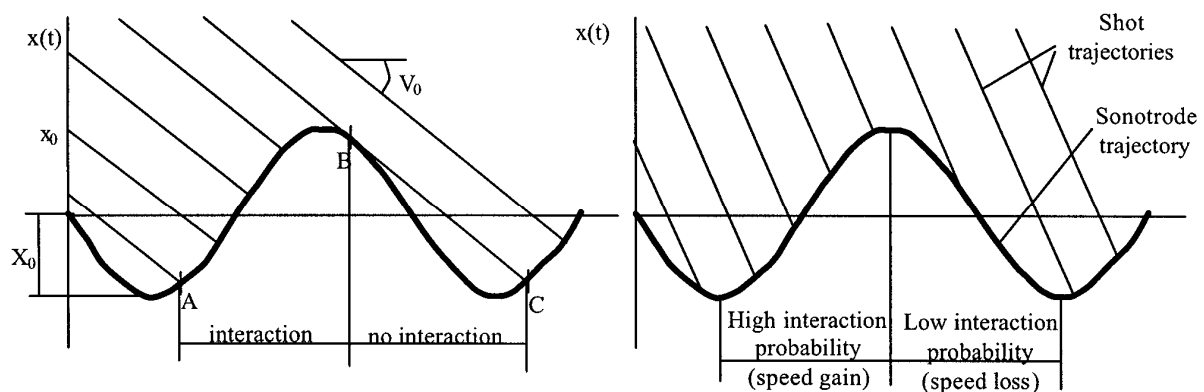


Abb. 7.2-1: Einfluss der Relativgeschwindigkeit auf die Impulsübertragung durch die Sonotrode [118]. Langsame Kugeln (links dargestellt) stoßen fast ausschließlich bei einer Aufwärtsbewegung der Sonotrode mit dieser zusammen, während schnelle Kugeln (rechter Teil) auch mit der Sonotrode kollidieren können, wenn sich diese in einer Abwärtsbewegung befindet.

Für die Berechnung der Kugelbeschleunigung wird ausschließlich der orthogonal zur Schwingoberfläche der Sonotrode gerichtete Anteil des Geschwindigkeitsvektors einer Kugel betrachtet. Mit dieser Größe wird die beim Aufprall auf die Sonotrode wirkende Kraft bestimmt. FEM-Simulationen liefern dafür spezifische Zusammenhänge für die Eindringtiefe der Kugeln in das durch Kugeleinschläge aufgehärtete Sonotrodenmaterial (Strahlmittel 1 in Abb. 7.2-2 und in Anhang Abb. 27 mit den ermittelten Funktionen, Strahlmittel 2 siehe Anhang Abb. 28). Über die Eindringtiefe der Kugeln wird die Kontaktfläche bestimmt, über welche wiederum die Impulsübertragung auf die Kugel und damit die resultierende Kugelgeschwindigkeit berechnet wird. Die Energieverluste, welche durch die plastischen und elastischen

Verformungen auf der Oberfläche aus Titan auftreten, werden durch die Stoßzahl $\varepsilon_{v,Ti}$ beim Kugelaufprall auf Titan berücksichtigt.

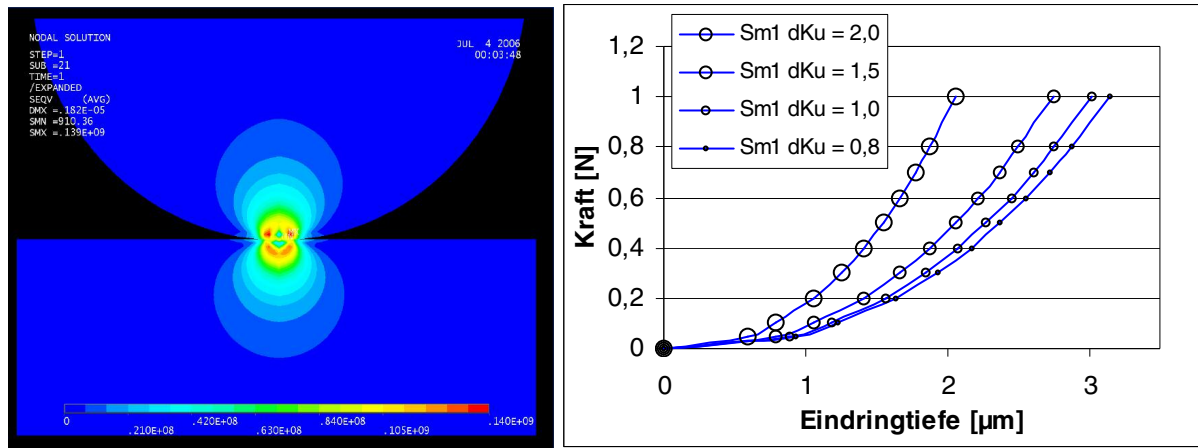


Abb. 7.2-2: FEM-Simulation der Eindringtiefe einer Kugel relativ zur Oberfläche der Sonotrode in Abhängigkeit von der wirkenden Kraft beim Kugelaufprall von Strahlmittel 1.

Der durch die Luftreibung bedingte Energieverlust der Kugeln kann vernachlässigt werden. Die der Flugrichtung entgegen gerichtete Kraft ist so gering, dass diese in keiner messbaren Veränderung der Geschwindigkeitsverteilung resultiert. Die Nachweisrechnung dazu ist dem Anhang zu entnehmen.

Der wenngleich geringe Einfluss der Gravitationskraft auf die Kugelbewegung muss jedoch in der Simulation Berücksichtigung finden. Die Schwerkraft beeinflusst besonders die Flugbahn langsamer Kugeln und befördert diese wieder zum Gravitationszentrum.

In die Simulation des Ultraschallkugelstrahlens integrierte Einflussgrößen sind:

- die Kugeleigenschaften (Anzahl, Durchmesser, Material, Stoßzahl Kugel-Kugel),
- Definition der Sonotrodeneigenschaften (Schwingfrequenz, Amplitude, Stoßzahl als Funktion der Kugelgeschwindigkeit, Kugelbeschleunigung in Abhängigkeit von der Kontaktfläche und Relativgeschwindigkeit zwischen Kugel und Sonotrode beim Aufprall, Oberflächentopographie),
- Definition der Kammerwand- und Bauteilgeometrien, sowie deren Stoßzahlen, sowie der Krater- oder Wirkradius (je nach Definition) des Kugelaufpralls,
- Wirkungsrichtung der Gravitationskraft (zur Simulation gekippter Aufbauten von Sonotrode und Kammer) und
- Dauer der Strahlbehandlung, die simuliert werden soll (Prozessdauer).

Über die Maske in Abb. 7.2-3 können die genannten Rahmenbedingungen des Simulationsprozesses eingegeben werden.

Simulation Kugelstrahlen

Parameter Kugeln

Anzahl Kugeln:

Kugelradius (mm):

Dichte Kugeln (g/cm³):

Stoßzahl Kugel/Kugel, f(vs):

Parameter Piezo

Frequenz Piezo (kHz):

Amplitude Piezo (µm):

Max. Streuwinkel (°):

Stoßparameter Kugel/Piezo

min(-0.1103*log(Stoßzahl, f(vs) a b F/N=a*(y/m)^b

Stoßparameter Kugel/Wand

Stoßzahl, f(vs):

Stoßparameter Kugel/Werkstück

Stoßzahl, f(vs): Wirkradius, f(vs):

Kammergeometrie

Datenfile \Wandgeometrie

Datenfile \Werkstückgeometrie

Kippwinkel Gravitation

Von -y nach +x Von +x nach +z

Simulationsparameter

Zeitschrittweite (µs) Speicherfrequenz Position und Geschwindigkeit

Prozessdauer (s) Anzeigefrequenz / Speicherfrequenz Ergebnisfile

Ergebnisfile ☒ Zufällige Initialisierung

Datenfile schreiben

Abb. 7.2-3: Eingabemaske des Simulationsprogramms mit beispielhaften Eingabeparametern

Die Stoßparameter (Stoßzahlen) können sowohl als Funktionen der Kugelgeschwindigkeit oder, für beispielsweise die Kammerwände, vereinfacht als ein von der Kugelgeschwindigkeit unabhängiger Näherungswert definiert werden.

Der Streuwinkel beschreibt näherungsweise die Oberflächentopographie der Sonotrodenoberfläche. Die Unebenheiten einer typischerweise vollständig mit Kugelkratern bedeckten Arbeitsfläche führen zu leichten Abweichungen der Reflexionswinkel der Kugeln. Die mögliche Abweichung vom idealen physikalischen Reflexionswinkel erfolgt zufällig mit einem Maximalwert von $\Delta\alpha = 2^\circ$.

Des Weiteren werden über die Eingabemaske die Geometrien der Kammerwand und des Kammerdeckels bzw. des Bauteils vorgegeben. Die Konstruktionsdaten (CAD-Files) müssen dafür in ein Oberflächennetz umgewandelt werden, so dass die Flächenelemente aus jeweils drei Knotenpunkten pro Element bestehen (Beispiele in Abb. 7.2-4). Die Elementnormale

muss in den Strahlkammerinnenraum zeigen. Wie bereits erwähnt wurde, ist es für möglichst geringe Rechenzeiten wichtig, die Knotenanzahl so gering wie möglich zu halten, ohne dabei wesentliche Geometrieinformationen der Strahlkammer und des Bauteils zu verlieren.

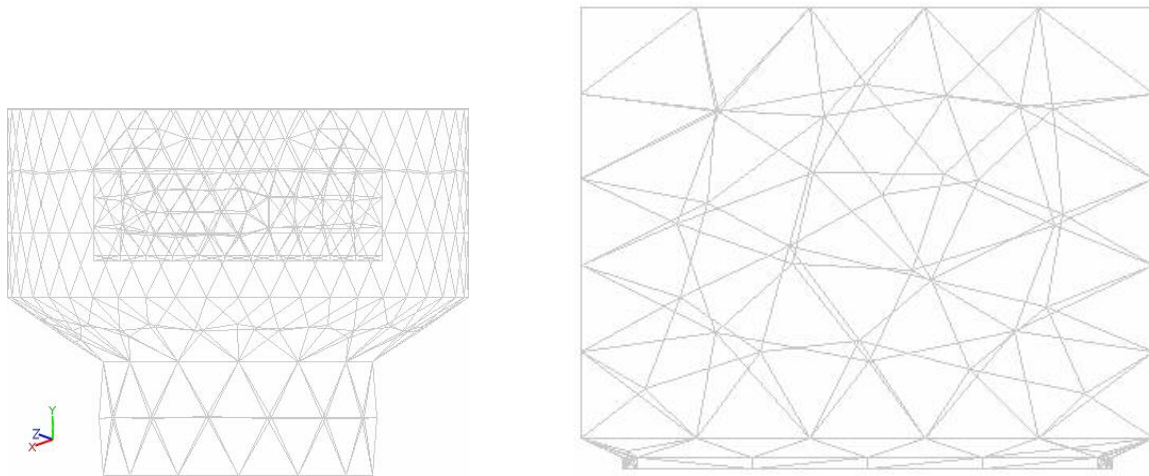


Abb. 7.2-4: Beispiele einer vernetzten runden Kammer ($d_{Ka} = 120 \text{ mm}$) mit Deckel und parallel zur Sonotrode ausgerichteten Almenblock (links) und der bei den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen verwendeten Glaskammer (rechts)

Die Wirkrichtung der Gravitation kann entsprechend der Ausrichtung von Sonotrode und Strahlkammer festgelegt werden. Bei Eingabe von Null Grad in beide Eingabefelder wirkt die Erdanziehung orthogonal zur X-Z-Ebene, also direkt auf die horizontal ausgerichtete Sonotrodenoberfläche.

Über die Zeitschrittweite kann das Zeitintervall der inkrementellen Berechnungsschritte festgelegt werden. Innerhalb dieses Zeitraums darf die Kugel maximal eine Wegstrecke zurückgelegt haben, welche dem Durchmesser der verwendeten Kugel entspricht. Mit steigenden Kugelgeschwindigkeiten ist somit ein kleineres Zeitintervall zu wählen. Bei kurzzeitig auftretenden hohen Maximalgeschwindigkeiten, z.B. bei mehrfacher idealer Beschleunigung einer einzelnen Kugel, erfolgt die Zeitschrittweitenreduzierung automatisch. So wird die Auflösung der Kugelbewegung temporär erhöht und eine detailgetreue Berechnung aller Zusammenstöße ist möglich. Für die zu betrachtenden Ultraschallkugelstrahlenwendungen wird eine Zeitschrittweite von $10 \mu\text{s}$ empfohlen.

Weiterer Eingabeparameter ist die Prozessdauer. Mit diesem Wert wird die zu simulierende Strahlzeit festgelegt. Die große Anzahl an Kugeln in der Strahlkammer bedingt sehr lange Simulationszeiten, die auch durch den Einsatz von Multiprozessorrechnern nicht verringert werden kann. Derzeit ist die Erzeugung von Codes für paralleles Rechnen mit mehreren CPUs mit dem MATLAB-Compiler nicht möglich. Um die Rechenzeit dennoch deutlich reduzieren zu

können, wurde ein Modul integriert, mit dessen Hilfe vorhandene Simulationsdaten extrapoliert werden können. Die Prozesszeit der Simulation kann hier somit deutlich kleiner gewählt werden, als es die Strahlzeit für einen realen Strahlprozess vorgibt. In der Auswertung der Simulationsergebnisse können diese dann auf beliebig große Strahlzeiten extrapoliert werden. Für die Repräsentanz der extrapolierten Ergebnisse ist eine ausreichend große Simulationsdatenbasis notwendig. Das Simulationsprogramm gibt daher während der Simulationsrechnung einen Hinweis aus, wenn sich ein Gleichgewicht in der Kugelgeschwindigkeitsverteilung nach der Anlaufphase des Strahlprozesses einstellt. Erst im Anschluss daran werden repräsentative Daten erzeugt.

Die Prozesszeit ist so groß zu wählen, dass abhängig von der Kammergröße, der Kugelanzahl und der Bauteilfläche eine ausreichende Anzahl an Kugeleinschlägen auf dem Bauteil registriert wird.

Mit Angabe der Speicherfrequenz wird die Datenmenge festgesetzt, die in der jeweiligen Speicherdatei abgelegt werden soll. Ein Wert von 100 (entspricht der Speicherung nach $100 \times 10 \mu\text{s} = 1 \text{ ms}$) eignet sich im Allgemeinen, um eine ausreichend große Datenbasis für die Auswertung, z.B. der Geschwindigkeitsprofile, zur Verfügung zu haben.

Die optionale zufällige Initialisierung bewirkt, dass mit jedem Simulationsstart eine zufallsbedingte Kugelverteilung auf der Sonotrodenoberfläche erzeugt wird. Wird diese Option nicht gewählt, herrscht bei konstanter Strahlmittelmenge immer dieselbe Startbedingung durch eine identische Anordnung der Kugeln auf die Sonotrode.

Als Ergebnisse der Simulation werden die Energie- und Trefferdichte auf einer Bauteiloberfläche abgebildet. Des Weiteren erfolgt die graphische Darstellung der Überdeckung. Mittels einer Projektion oder Animation der Kugelbewegung kann jeder Zeitpunkt der Simulation, der in der Speicherdatei abgelegt wurde, visualisiert werden. Mehr Informationen darüber liefert Kapitel 7.4, in dem die Simulationsergebnisse ausführlich dargestellt werden.

7.3 Verifikation des Simulationsmodells

Bevor Berechnungen mit dem erstellten Simulationsmodell durchgeführt werden können, müssen die jeweiligen Stoßzahlen für die experimentellen Aufbauten bestimmt werden.

Für die Zusammenstöße der Strahlmittelkugeln untereinander wird in Übereinstimmung mit Literaturquellen angenommen, dass diese annähernd ideal-elastisch verlaufen. Die Resultate zu Untersuchungen der Stoßzahl von *Micoulaut et al.* [66] und *Tillet* [16] sind kongruent mit den beim Zusammenstoß zweier Kugeln resultierenden Kugelgeschwindigkeiten aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen. Für die Simulationsrechnungen wird $\varepsilon_{v,Ku-Ku} = 0,91$ festgelegt.

Die Stoßzahlen für die Kammerwände aus Kunststoff, Glas und gehärtetem Stahl werden individuell über die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen aus der Glaskammer bestimmt. Die manuelle Einzelbildauswertung der Aufzeichnungen ermöglicht die Bestimmung der Kugelgeschwindigkeiten vor und nach dem Aufprall auf Proben des jeweiligen Materials.

Trotz der verschiedenen Aufprallgeschwindigkeiten und Aufprallwinkel werden in allen Untersuchungen nur zu sehr geringe Schwankungen der Stoßzahlen gemessen. Die angegebenen Werte stellen Mittelwerte aus meist 10 Einzelmessungen dar (vgl. Anhang Tabelle 4).

Es ergeben sich folgende Stoßzahlen:

- Kammerwand runde Kammern (PE): $\varepsilon_{PE} = 0,7$
- Kammerwand Glaskammer: $\varepsilon_{Glas} = 0,7$
- Deckel aus gehärtetem Stahl (runde Kammern und Glaskammer): $\varepsilon_D = 0,9$

Da beim Strahlen der Almenproben das Verhältnis von bestrahlter Almenprobenfläche zur Fläche des gehärteten Kammerdeckels sehr gering ist, werden bei der Bestimmung der Strahlintensität immer die Stoßzahlen für gehärteten Stahl verwendet. Mit dieser Vereinfachung ist eine realitätsnahe Geschwindigkeitsverteilung für die Versuchsaufbauten zu erwarten, wie nachfolgend anhand der Glaskammerergebnisse nachgewiesen wird.

Zunächst soll jedoch mit der Simulationssoftware die resultierende Kugelgeschwindigkeit bei verschiedenen Aufprallgeschwindigkeiten der Kugeln berechnet werden (Abb. 7.3-1). Die Darstellung der Kugelgeschwindigkeit nach der Beschleunigung erfolgt dabei als Funktion der Schwingphase der Sonotrode.

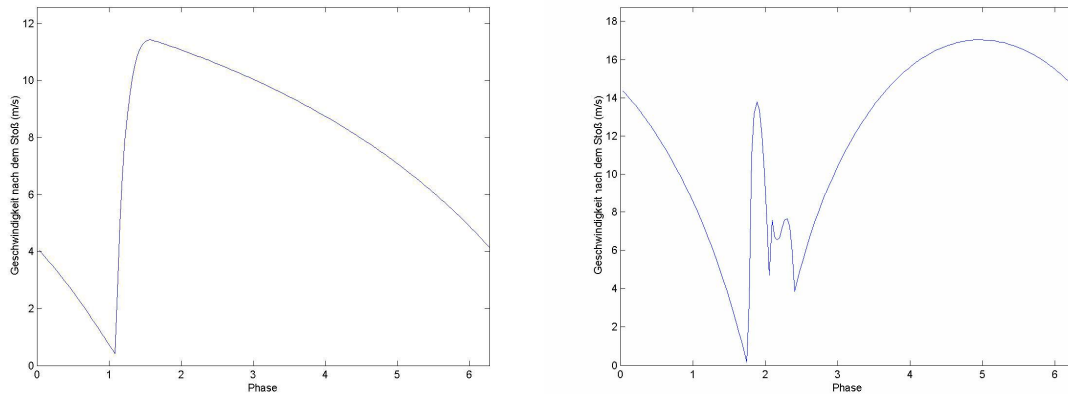


Abb. 7.3-1: Resultierende Kugelgeschwindigkeit bei Kontakt einer Kugel mit der Sonotrode bei unterschiedlichen Ausgangsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit der Schwingungsphase. In der linken Abbildung bewegt sich eine Kugel des Strahlmittels 1 mit $d_{Ku} = 1$ und $v_{Ku,0} = 1$ m/s in Richtung der mit $\hat{a} = 1$ schwingenden Sonotrode. Durch die geringe Relativgeschwindigkeit trifft die Kugel fast ausschließlich auf die Sonotrode, wenn sich diese zur Kugel hin bewegt. Die resultierende Kugelgeschwindigkeit ist daher meist größer als $v_{Ku,0}$. In der rechten Abbildung hingegen tritt die selbe Kugel mit $v_{Ku,0} = 7,8$ m/s in den Auslenkungsbereich der Sonotrode ein. In der Abwärtsbewegung der Sonotrode kann die Geschwindigkeit der Kugel auf nahe Null m/s abgebremst werden. So kann es zu Mehrfachkontakten der Kugel mit der Sonotrode kommen, wenn die Kugel bei der nachfolgenden Aufwärtsbewegung der Sonotrode beschleunigt wird. Dies bedingt den deutlich inhomogeneren Geschwindigkeitsverlauf. Optimal beschleunigt wird die Kugel beim Maximum der Relativgeschwindigkeit zwischen beiden Stoßpartnern.

Werden die Geometrien der Glaskammer und des Deckels (mit den entsprechenden Stoßzahlen) dem Simulationsprogramm bereitgestellt, kann überprüft werden, ob die simulierten Geschwindigkeitsprofile mit denen aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen übereinstimmen. In den Experimenten sowie in der Simulation wird Strahlmittel 1 mit $d_{Ku} = 1$ und $m_{Sm} = 2,5$ eingesetzt. Mit der Definition der entsprechenden Stoßzahlen für die Kammerelemente stellt sich das in Abb. 7.3-2 aufgezeigte Simulationsergebnis ein:

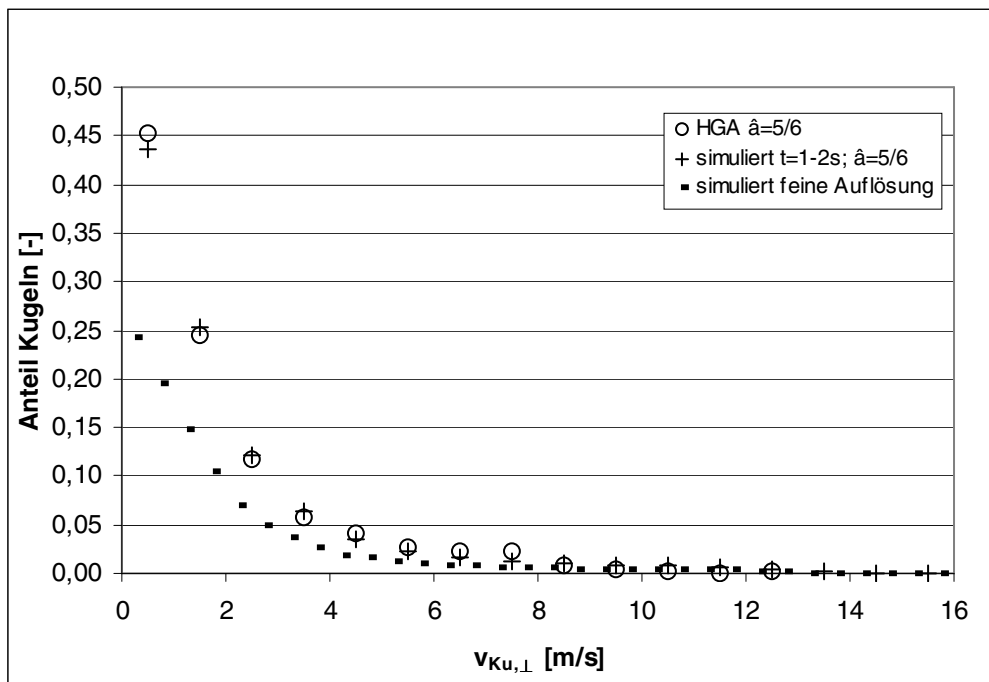


Abb. 7.3-2: Vergleich der Geschwindigkeitsverteilung experimentell ermittelt aus Hochgeschwindigkeitsaufnahmen (HGA) und aus der Simulation der Kugelbewegungen in der Glaskammer bei Strahlmittel 1 mit $d_{Ku} = 1$ und $\hat{a} = 5/6$. Die Prozessdauer der Simulation beträgt $t = 2s$, wobei nur die letzte Sekunde ausgewertet wird. Mit Punkten dargestellt ist die Geschwindigkeitsverteilung aus der Simulation, die eine feinere Auflösung der Geschwindigkeitsklassen liefert

Zur Auswertung der Simulationsergebnisse wurde stets die letzte Sekunde der Prozessdauer verwendet, um ausschließlich das im stabilen Zustand befindliche System zu betrachten. Der auf diese Weise miteinander verglichene Zeitraum beträgt jeweils eine Sekunde, sowohl bei der Hochgeschwindigkeitsaufnahme, als auch bei der Simulation. Aber auch ein längerer Betrachtungszeitraum, wie beispielsweise die Einbeziehung der Startphase, bringt keine nennenswerten Veränderungen der Simulationsergebnisse mit sich. Die Simulationsrechnung ergibt, dass sich bereits nach einem Bruchteil einer Sekunde das Gleichgewicht der Geschwindigkeitsverteilung in der Kammer einstellt. Die Klassengröße der Simulationsergebnisse ist halb so groß (gepunktet in Abb. 7.3-2) wie die bei der Auswertung der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen. Um Ergebnisse vergleichbar zu machen, müssen jeweils zwei Klassen durch Addition der Kugelanzahlen vereint werden (Anhang Tabelle 6).

Die Auswertung der Ergebnisse zeigt, dass mit dem Simulationsprogramm eine sehr gute Darstellung der realen Vorgänge der Kugelbewegung erfolgt. Trägt man den Kugelanteil logarithmisch auf (Abb. 7.3-3), so werden die geringfügigen Abweichungen in der Kugelanzahl bei großen Kugelgeschwindigkeiten deutlich.

Diese Unterschiede sind dafür verantwortlich, dass sich die aus den Simulationsergebnissen abgeleiteten Wirkgeschwindigkeiten, sowie die mittleren Kugelgeschwindigkeiten von denen aus den Experimenten unterscheiden. Eine Auswertung dieser Kenngrößen bei verschiedenen simulierten Parameterkombinationen erfolgt in Kapitel 8.

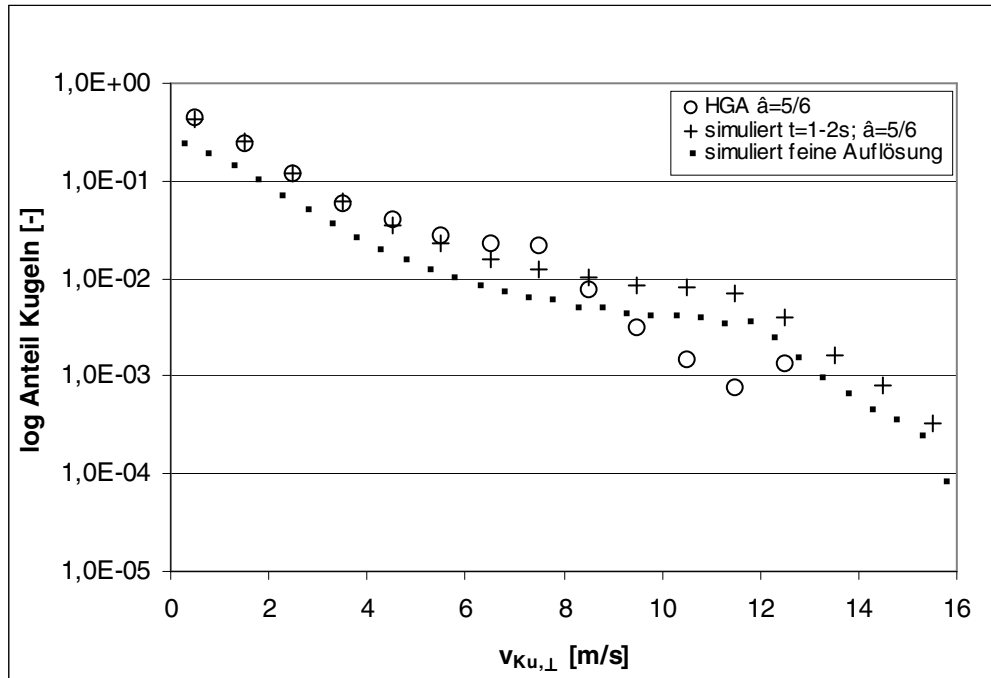


Abb. 7.3-3: Logarithmische Auftragung des Anteils der Kugeln über der jeweiligen Kugelgeschwindigkeitsklasse in der Glaskammer aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen (HGA) und simuliert bei Strahlmittel 1 mit $d_{Ku} = 1$ und $\hat{a} = 5/6$; Die Prozessdauer der Simulation beträgt $t = 2s$. Mit Punkten dargestellt ist die aus der Simulation erhaltene Geschwindigkeitsverteilung, die eine feinere Auflösung der Geschwindigkeitsklassen liefert.

Weitere Ergebnisse der Vergleiche von Simulationsdaten mit den Kugelgeschwindigkeitsverteilungen der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen sind im Anhang Abb. 29 und Anhang Abb. 30 zu entnehmen. Alle weisen auf eine sehr gute Qualität der simulierten Kugelbewegungen in der Glaskammer hin.

Zudem kann das Simulationsergebnis in Form der Winkelverteilung der Kugelflugbahnen orthogonal zur Sonotrodenoberfläche ausgegeben werden (Abb. 7.3-4). Diese weisen im Vergleich zu den Ergebnissen aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen (vgl. Abb. 5.3-7) deutliche Unterschiede auf.

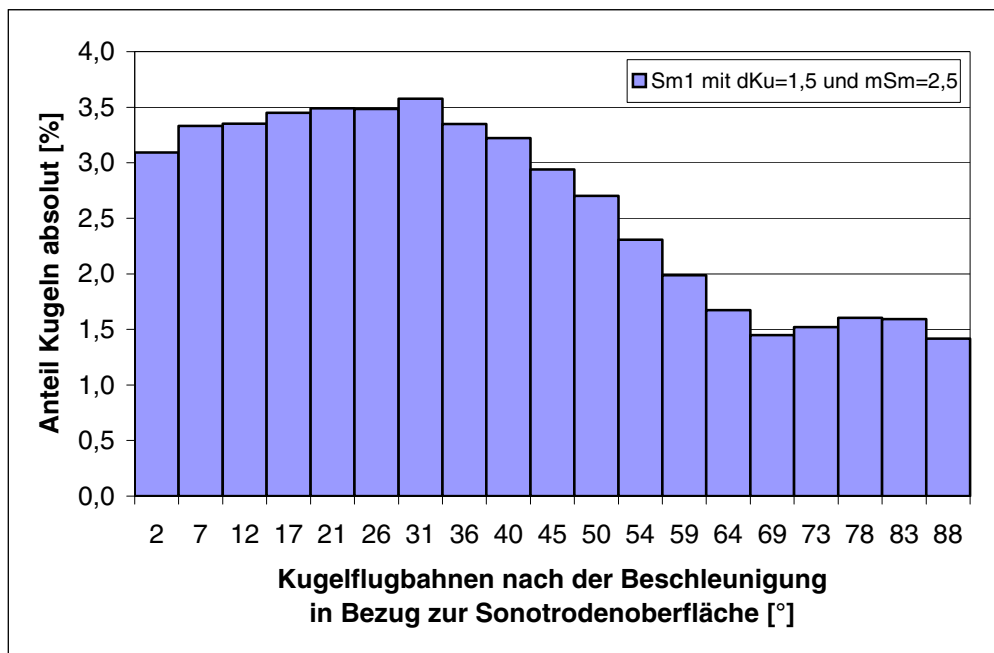


Abb. 7.3-4: Darstellung der Neigungswinkel der Kugelflugbahnen nach der Beschleunigung durch die Sonotrode in Bezug zur Sonotrodenoberfläche. Strahlparameter: Glaskammer; Strahlmittel 1; $d_{Ku} = 1,5$; $m_{Sm} = 2,5$; $\hat{a} = 5/6$

Die Auswertung der dreidimensionalen Geschwindigkeitsvektoren der Kugeln führt dazu, dass Informationen über die Flugrichtung generiert wurden, die mittels der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen nicht zu erfassen sind. Die Kugelbewegungen in der Raumtiefe konnten bei der experimentellen Bestimmung nicht detektiert und ausgewertet werden. Dadurch bedingt sind die hohen Kugelanteile mit zur Sonotrode annähernd rechtwinklig verlaufenden Flugbahnen. Die in der Auswertung in Abb. 7.3-4 dargestellten Kugelanteile beziehen sich dabei nur auf die Kugeln, die sich in einer Aufwärtsbewegung in Richtung Bauteil befinden. Der Anteil dieser Kugeln beträgt ca. 50 % der gesamten Kugeln in der Strahlkammer. Davon wiederum bewegen sich nur circa 3 % mit Winkeln zwischen $80 \leq \alpha \leq 90^\circ$ von der Sonotrode weg.

Die dargestellten Ergebnisse zeigen, dass die Genauigkeit des Simulationsprogramms und der definierten Randparameter erfolgreich nachgewiesen werden konnte. Daher kann nun eine Übertragung der Simulation auf Kammergeometrien erfolgen, die der optischen Messtechnik nicht zugänglich sind. Die simulierten Geschwindigkeitsprofile wiederum liefern Hinweise über die Wechselwirkungen der Stoßpartner bei anderen, auch deutlich komplexeren Kammergeometrien. Informationen darüber waren bisher nicht verfügbar und eröffnen neue Einblicke in die Wirkungsweise des Strahlverfahrens. In weiteren Schritten soll dann für einzelne Simulationsergebnisse ein Bezug zu den experimentell ermittelten Größen Strahlintensität und Sättigungszeit hergestellt werden.

7.4 Simulationsergebnisse vs. experimentelle Ergebnisse

7.4.1 Strahlintensität

Für die Simulation wurden die Versuchsaufbauten aus den Untersuchungen zu den Parametereinflüssen (Kapitel 3) nachgebildet. Dafür wurde die runde Kammer mit $d_{Ka} = 120$ mm und separat davon der Deckel mit dem Almenblock als CAD-File erstellt (Abb. 7.4-1) und in Form einer Dreieckpunktwolke vernetzt.

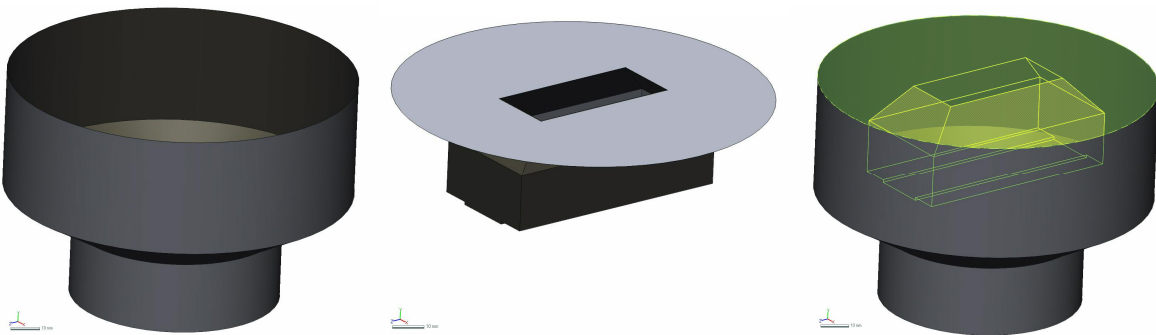


Abb. 7.4-1: Runde Kammer aus PE mit $d_{Ka} = 120$ mm (links), separat erstelltes Modell des Deckels mit parallel zur Sonotrode ausgerichtetem Almenblock (Mitte) und zusammengesetzt (rechts)

Die Energieabsorptionseigenschaften des Deckels inklusive Almenblock (beides gehärteter Stahl) werden durch die Stoßzahl $\varepsilon_D = 0,9$ beschrieben. Auch wenn die Strahlintensität an einer Bauteilkontur gemessen wird, kann diese Stoßzahl verwendet werden. Hierfür kommen in der Regel Dummyteile aus Stahl zum Einsatz, die nach dem ersten Strahlzyklus derart aufgehärtet sind, dass die Reflexionseigenschaften denen der Stahldeckel entsprechen.

Die Kammerwand aus dem weicheren, durch die Kugeln weitgehend elastisch verformbaren Kunststoff wird mit $\varepsilon_{PE} = 0,7$ definiert. Zur Beschreibung des Kugelaufpralls auf der Sonotrode findet der funktionelle Zusammenhang der Stoßzahl in Formel 6.2-4 Verwendung. Der Krater-radius als Funktion der Kugelgeschwindigkeit wird mit Formel 6.2-10 angegeben.

Folgende Parameter werden analog der experimentellen Untersuchungen in der Simulation verändert:

- Schwingungsamplitude der Sonotrode
- Durchmesser der Kugeln Strahlmittel 1
- Anzahl der Kugeln in der Kammer
- Ausrichtung der Bauteil- zur Sonotrodenoberfläche

Die Nachbildung der Versuche bei angewinkelten Almenblöcken erfolgt durch entsprechende Modifikationen des Kammerdeckels. Dafür stehen Modelle der Deckel mit Almenblockanwinkelung von $\alpha = 45^\circ$ und 90° zur horizontal ausgerichteten Sonotrodenoberfläche zur Verfügung.

Die gewählte Prozesszeit beträgt $t = 5$ s (Simulation einer Strahldauer von $t = 5$ s). Eine anschließende Extrapolation der Werte auf 100 s Strahldauer liefert die Ergebnisse in Abb. 7.4-2 bis Abb. 7.4-4. Die Größe der Extrapolationszeit wurde dabei willkürlich als Wert für eine standardisierte Auswertung der Simulationsergebnisse gewählt. Auf diesem Weg können unterschiedlich lange Prozesszeiten, die stark von der Kugelanzahl, der Vernetzungsdichte der Kammerelemente und der Kammergröße abhängig sind, miteinander vergleichbar gemacht werden. Aufgrund der langen Simulationsdauer mit realen Strahlmittelmengen kommen Prozesszeiten größer 100 s nicht vor. Ein Zugewinn an Genauigkeit der Simulationsergebnisse über diese Prozessdauer hinaus konnte nicht festgestellt werden. Vielmehr reichen Prozesszeiten aus, in denen eine Trefferdichte von mindestens 20 Treffern pro mm^2 auf den zu betrachtenden Oberflächen erzielt wird.

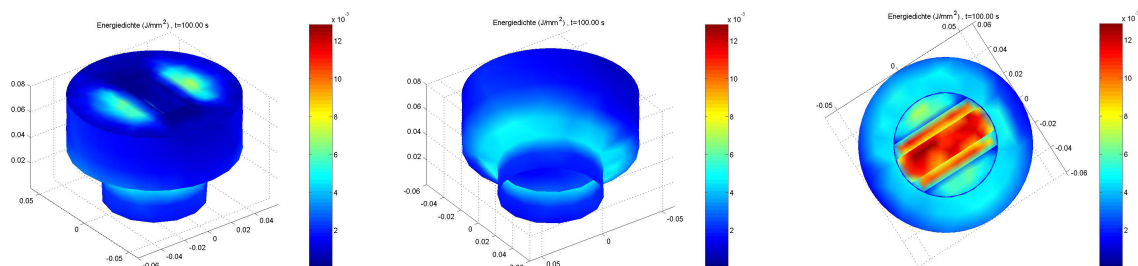


Abb. 7.4-2: Energiedichte [J/mm^2] der auf den Kammerwänden und dem Deckel auftreffenden Kugeln. Die Energiedichte wird über den orthogonal auf die Oberfläche gerichtete Anteil des Geschwindigkeitsvektors berechnet.

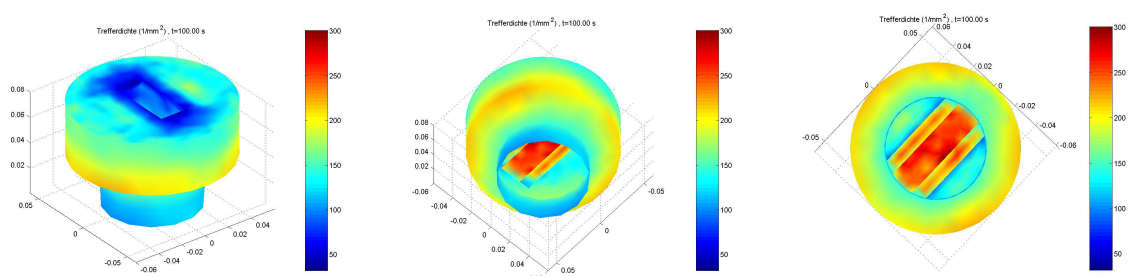


Abb. 7.4-3: Trefferdichte [$1/\text{mm}^2$] der Kugeln auf der Oberfläche der Kammerwände und des Deckels. Die Trefferanzahl wird unabhängig von der Intensität der Kugelaufschläge erfasst.

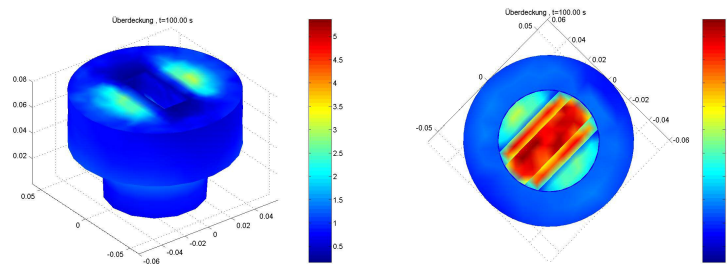


Abb. 7.4-4: Überdeckung [-] der Kraterflächen pro Flächenelement. Diese Größe ist direkt gekoppelt mit der Anzahl der Treffer und der in das Bauteil eingebrachten plastischen Verformungsenergie jeder einzelnen Kugel. Der Wert stellt eine theoretische Bedeckung dar, da unabhängig vom Auftreffort einer Kugel in einem Flächenelement die Flächen summiert werden. Mehrfachtreffer auf ein und dieselbe Stelle werden daher nicht differenziert betrachtet. Zur Realität vergleichbare Bedeckungsgrade am Bauteil können nur durch entsprechend kleine Flächenelemente (folglich sehr hohen Rechenaufwand) erzeugt werden.

Werden die auf der Almenprobenfläche erhaltenen Simulationsergebnisse als gemittelte Werte erfasst, so kann untersucht werden, ob ein Zusammenhang dieser mit den experimentellen Messgrößen Strahlintensität und Sättigungszeit besteht. Wichtig ist dabei, dass über den gesamten Bereich zwischen den Schraubköpfen (diese sind in der Simulation jedoch nicht mit abgebildet) der Mittelwert der Anzeigen gebildet wird. Bei den hier durchgeführten Simulationen in den runden Kammern stellt diese Art der Auswertung kein Problem dar, da das Almenplättchen sehr homogen mit Kugeleinschlägen bedeckt wird.

Die gemittelten Simulationsergebnisse auf der Almenprobenfläche sind für den Standardparametersatz in Tab. 7.4-1 zusammengefasst:

d_{Ku} [-]	Strahlmittelmenge [-]	Amplitude [-]	Energiedichte [10^{-3} J/mm ²]	Trefferdichte [1/mm ²]	Überdeckung [mm ² /mm ²]	Intensität [mm A]	T1 [-]
1	1	1	11,7	250	4,9	0,20	1

Tab. 7.4-1: Standardparametersatz - Simulationsergebnisse bei Verwendung der runden Strahlkammer mit paralleler Ausrichtung des Almenblocks zur Sonotrode; in den beiden rechten Spalten stehen die beim Standardparametersatz experimentell ermittelten Kenngrößen

Um eine Korrelation zwischen Experiment und Simulation herstellen zu können, bedarf es einer größeren Anzahl an Mess- und Simulationsdaten. Daher werden weitere Simulationsdaten für vom Standardparametersatz abweichende Parameterkombinationen benötigt (siehe Tab. 7.4-2 bis Tab. 7.4-7).

d_{Ku} [-]	Strahlmittelmenge [-]	Amplitude [-]	Energiedichte [10^{-3} J/mm ²]	Trefferdichte [1/mm ²]	Überdeckung [mm ² /mm ²]	Intensität [mm A]	T1 [-]
1	0,5	1	6,1	130	2,6	0,21	1,2
1	2	1	19	500	8,5	0,18	0,8

Tab. 7.4-2: Veränderung der Strahlmittelmenge m_{sm} - Simulations- und Messergebnisse

d_{Ku} [-]	Strahlmittel- menge [-]	Amplitude [-]	Energiedichte [10^{-3} J/mm ²]	Trefferdichte [1/mm ²]	Überdeckung [mm ² /mm ²]	Intensität [mm A]	T1 [-]
1	1	2/3	4,5	200	2,4	0,14	1,6
1	1	4/3	22	300	7,2	0,22	0,7

Tab. 7.4-3: Veränderung der Schwingungsamplitude \hat{a} - Simulations- und Messergebnisse

d_{Ku} [-]	Strahlmittel- menge [-]	Amplitude [-]	Energiedichte [10^{-3} J/mm ²]	Trefferdichte [1/mm ²]	Überdeckung [mm ² /mm ²]	Intensität [mm A]	T1 [-]
0,8	1	1	10,5	450	6,5	0,15	1,2
1	1	1	11,7	250	4,9	0,20	1
1,5	0,75	1	9	60	2,4	0,30	2,2
2	1	1	12,5	33	3,2	0,38	2,3

Tab. 7.4-4: Veränderung des Kugeldurchmessers d_{Ku} - Simulations- und Messergebnisse bei vergleichbarer Kugelmasse in der Strahlkammer

d_{Ku} [-]	Strahlmittel- menge [-]	Anstellwinkel α [°]	Energiedichte [10^{-3} J/mm ²]	Trefferdichte [1/mm ²]	Überdeckung [mm ² /mm ²]	Intensität [mm A]	T1 [-]
1	0,5	45	2,7	80	2	---	---
1	1	45	3	160	4	0,14	9,3
1	2	45	5,5	360	8,5	0,11	5
1	1	90	2	120	1,2	0,1	31

Tab. 7.4-5: Veränderung der Anstellwinkel der Almenproben α - Simulations- und Messergebnisse (kursiv – interpolierte Messwerte); $\hat{a} = 1$

Für die Erweiterung der Datenbasis (Variation der Schwingungsamplitude \hat{a} und weitere Daten bei Strahlmittelmengenvariation) wird für die nachstehenden Ergebnisse Strahlmittel 1 mit $d_{Ku} = 1,5$ in der Simulation verwendet.

d_{Ku} [-]	Strahlmittel- menge [-]	Amplitude [-]	Energiedichte [10^{-3} J/mm ²]	Trefferdichte [1/mm ²]	Überdeckung [mm ² /mm ²]	Intensität [mm A]	T1 [-]
1,5	0,75	2/3	3,6	50	1,4	0,23	4,2
1,5	0,75	1	9	60	2,4	0,30	2,2
1,5	0,75	4/3	18	70	3,5	0,35	1,5

Tab. 7.4-6: Simulations- und Messergebnisse bei Variation der Schwingungsamplitude \hat{a} und Verwendung von $d_{Ku} = 1,5$

d_{Ku} [-]	Strahlmittel- menge [-]	Amplitude [-]	Energiedichte [10^{-3} J/mm ²]	Trefferdichte [1/mm ²]	Überdeckung [mm ² /mm ²]	Intensität [mm A]	T1 [-]
1,5	0,75	1	9	60	2,4	0,30	2,2
1,5	2	1	21	150	5,5	0,29	1,6
1,5	4	1	30	260	9,5	0,27	1,5

Tab. 7.4-7: Simulations- und Messergebnisse bei unterschiedlichen Strahlmittelmengen von $d_{Ku} = 1,5$ (kursiv - interpolierte Messwerte)

Um einen Bezug der Energiedichte zur Strahlintensität herstellen zu können, wird der über die Almenfläche gemittelte Energiedichtewert als Quotient über der Anzahl der mittleren Kugeltreffer dargestellt. Die Strahlintensität wird über der so berechneten mittleren Energie einer Kugel $E_{Ku,sim}$ aufgetragen (Abb. 7.4-5).

$$E_{Ku,sim} = \frac{\text{Energiedichte [mJ / mm}^2\text{]}}{\text{Trefferdichte [1 / mm}^2\text{]}} \quad \text{Formel 7.4-1}$$

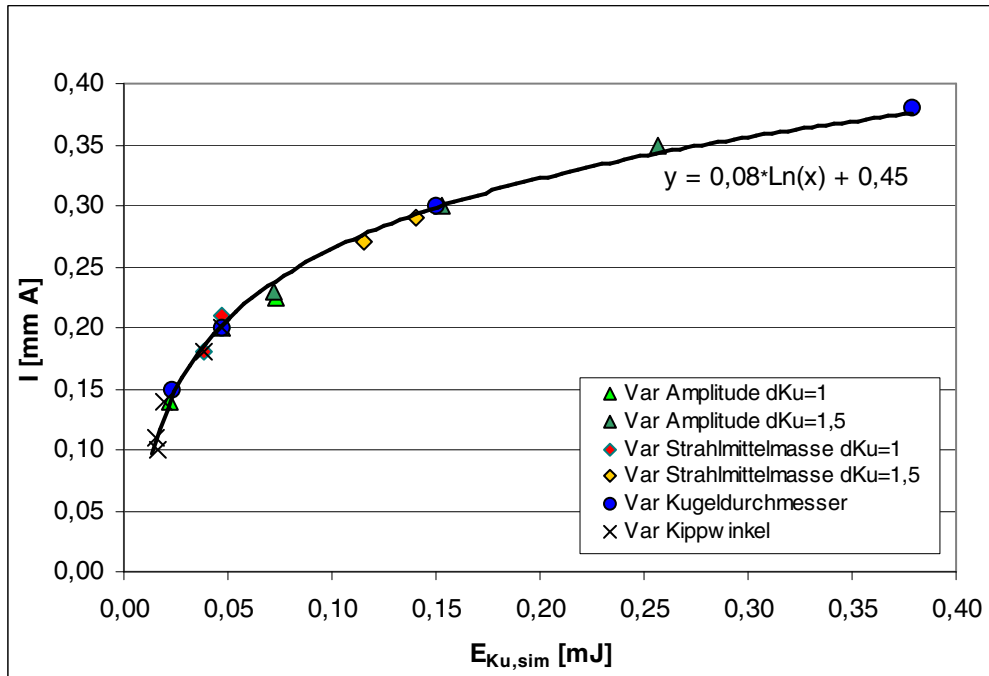


Abb. 7.4-5: Korrelation der Messergebnisse aus der Simulation (mittlere Energie einer Kugel $E_{Ku,sim}$) mit den experimentell ermittelten Strahlintensitäten

Die durch die Simulation erhaltene mittlere Kugelenergie steht mit den experimentellen Intensitätswerten in einem logarithmischen Zusammenhang, der durch die Formel

$$I = 0,08 \cdot \ln(E_{Ku,sim}) + 0,45 \quad \text{Formel 7.4-2}$$

beschrieben werden kann. Diese Funktion gilt für den verwendeten Kammeraufbau mit runder Sonotrode und hartem Beiteilmaterial, wie beispielsweise den Deckel aus gehärtetem Stahl.

In einem weiteren Schritt soll nun geprüft werden, welchen Einfluss die Sonotrodenform und damit einhergehend die Form der Sonotrodenoberfläche auf die Simulationsergebnisse hat. Dafür werden Simulationen mit einer quadratischen Kammer aus POM (Kunststoff) und einem Stahldeckel mit Almenblock (Abb. 7.4-6), sowie mit der für die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen verwendeten Glaskammer durchgeführt. Zum Abgleich der Simulationsergebnisse stehen experimentelle Intensitätswerte ausgewählter Parameterkombinationen zur Verfügung.

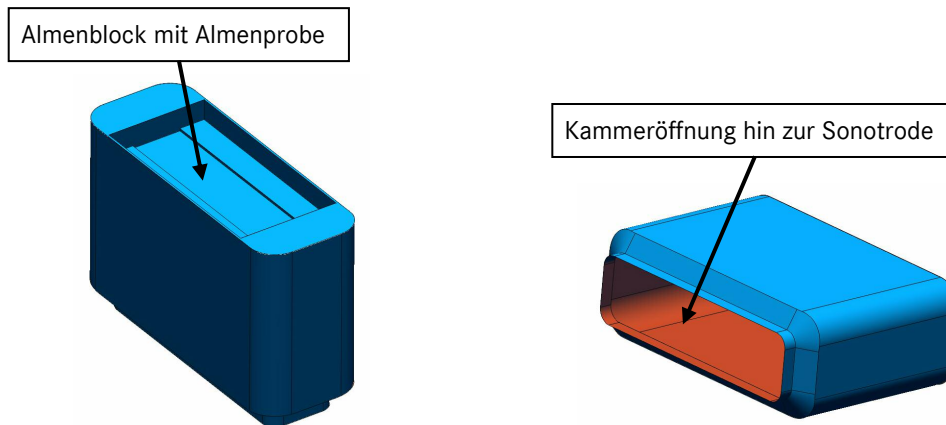


Abb. 7.4-6: Annähernd quaderförmige Kammer aus POM mit Deckel und Almenblock parallel zur rechteckigen Sonotrodenoberfläche

Die Stoßzahl für die nur elastisch verformbare Wand der quaderförmigen Kammer wurde über die Auswertung von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen zu $\epsilon_{\text{POM}} = 0,8$ bestimmt (Anhang Tabelle 5).

d_{Ku} [-]	Strahlmittelmenge [-]	Amplitude [-]	Energiedichte [10^{-3} J/mm^2]	Trefferdichte [$1/\text{mm}^2$]	Überdeckung [mm^2/mm^2]	Intensität [mm A]	T1 [-]
1,5	2,5	1/2	5,2	250	3,5	0,14	5,6
1,5	2,5	5/6	20	360	8,2	0,21	3,7
1,5	2,5	7/6	48	480	16	0,28	2,1

Tab. 7.4-8: Simulations- und Messergebnisse in der quaderförmigen Kammer bei Variation der Schwingungsamplitude \hat{a} und Verwendung von $d_{\text{Ku}} = 1,5$

Für die Simulationen der Kugelbewegung in der Glaskammer wird für die Kammerwand die Stoßzahl $\epsilon_{\text{Glas}} = 0,7$ verwendet. Daraus resultieren nachstehende Ergebnisse.

d_{Ku} [-]	Strahlmittelmenge [-]	Amplitude [-]	Energiedichte [10^{-3} J/mm^2]	Trefferdichte [$1/\text{mm}^2$]	Überdeckung [mm^2/mm^2]	Intensität [mm A]	T1 [-]
1,5	2,5	1/2	0,6	18	0,33	0,18	42,1
1,5	2,5	5/6	1,9	25	0,7	0,25	18,9
1,5	2,5	7/6	4,2	32	1	0,31	10,1
1	2,5	5/6	1,6	80	1	0,15	10,1

Tab. 7.4-9: Simulations- und Messergebnisse in der Glaskammer bei Variation der Schwingungsamplitude \hat{a} und Verwendung von $d_{\text{Ku}} = 1,5$; mit großer Strahlkammerhöhe stellt sich eine sehr große Strahlzeit ein

Wird auch hier die Strahlintensität zusammen mit der mittleren Kugelenergie $E_{\text{Ku,sim}}$ dargestellt, so weichen diese Wertepaare lediglich leicht von dem funktionellen Zusammenhang ab, der bei den runden Strahlkammern bestimmt wurde (Abb. 7.4-7).

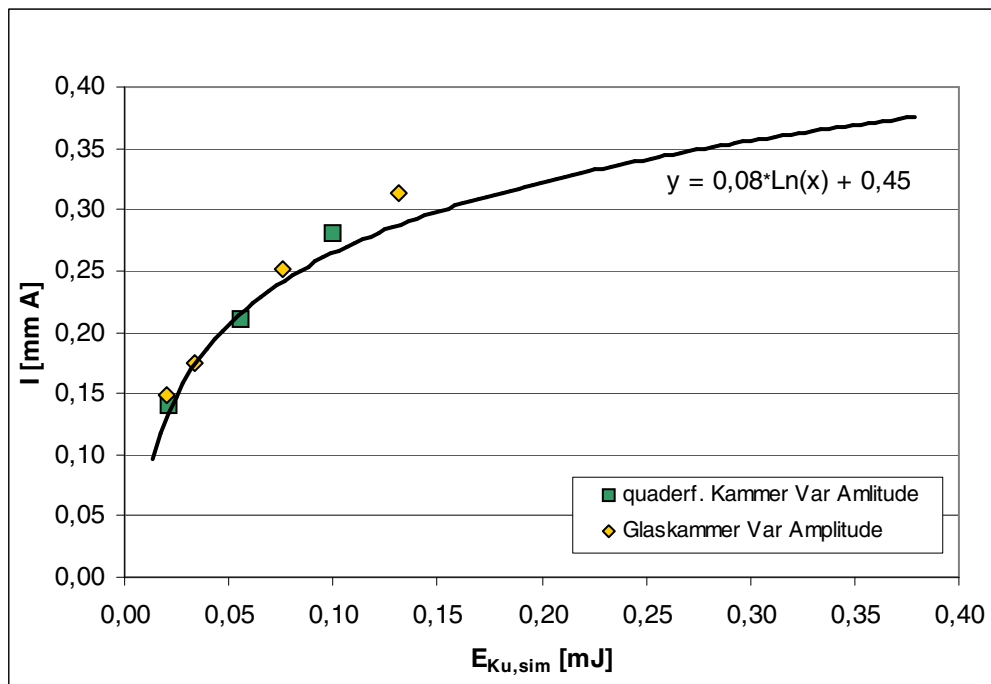


Abb. 7.4-7: Korrelation der Messergebnisse aus der Simulation (mittlere Energie einer Kugel $E_{Ku,sim}$) der quaderförmigen Kammer aus POM und der Glaskammer mit den experimentell ermittelten Strahlintensitäten

Wenngleich die Untersuchungen an dieser Stelle nicht als abgeschlossen betrachten werden sollen, so lässt sich dennoch bereits konstatieren, dass eine realitätsnahe Simulation der Strahlvorgänge auch bei rechteckigen Sonotrodenflächen möglich ist. Mit der aktuellen Modellauslegung (Definition der Stoßzahlen) werden Abweichungen der berechneten Intensitäten von maximal 10% zur experimentellen Strahlintensität festgestellt. Bemerkenswert ist, dass die mittlere Kugelergie durch die Geometrie der Sonotrode oder der Strahlkammer beeinflusst wird.

7.4.2 Sättigungszeit

Neben der erfolgreichen Beschreibung der Strahlintensität gilt es als weitere Zielstellung dieser Arbeit anhand der Kugelbewegung in einer Strahlkammer die Auswirkung auf die Strahlzeit beurteilen zu können. Obwohl die bei der Intensitätsbestimmung ermittelte Sättigungszeit nichts über die Strahlzeit eines Bauteils aussagt, kann diese aber dennoch für einen Prozesskundigen Hinweise auf die ungefähr zu erwartende Strahlzeit liefern. Um die Prozessauslegung beim Ultraschallkugelstrahlen mit Hilfe des Simulationsprogramms optimieren zu können, ist es daher sinnvoll, auch Veränderungen der Sättigungszeit vorhersagen zu können. Dafür wird eine aus der Simulation abgeleitete Kenngröße in Korrelation zur Sättigungszeit gesetzt. Bildet man den reziproken Wert des Produkts aus Trefferdichte und Überdeckung, so

erhält man den Sättigungsquotienten. Trifft eine definierte Anzahl an Kugeln auf einen Bauteilbereich (Trefferdichte in $[1/\text{mm}^2]$), so steigt die Überdeckung in $[\text{mm}^2/\text{mm}^2]$ mit der Aufprallenergie (Äquivalent zur Strahlintensität). Der Sättigungsquotient beschreibt somit, wie groß die theoretisch bedeckte Fläche auf dem Bauteil in Bezug zur Eindringtiefe der Kugeln ist. Kommen anteilig viele Kugeln mit geringer Geschwindigkeit auf einer Fläche auf und Kugeln mit großer Geschwindigkeit sind selten, so ist die sich ergebende Sättigungszeit sehr groß. Im umgekehrten Fall wird bei einer optimal ausgelegten Ultraschallkugelstrahlbehandlung ein sehr großer Anteil der Kugeln mit hoher Aufprallgeschwindigkeit zu einer sehr kleinen Sättigungszeit führen.

Wird der Sättigungsquotient in Relation zu den ermittelten Sättigungszeiten gesetzt, so ergeben sich lineare Zusammenhänge, deren Anstiege jedoch stark von der Veränderung der Strahlparameter abhängig sind. Die Amplitudenerhöhung führt in der runden Kammer bei Verwendung von $d_{\text{Ku}} = 1$ zu einer stärkeren Reduzierung der Sättigungszeit, als dies mit der geringen Kugellanzahl bei $d_{\text{Ku}} = 1,5$ mm der Fall ist (Abb. 7.4-8).

Die Sättigungszeiten sowie der Sättigungsquotient steigen, wenn durch einen größeren Kugeldurchmesser die Kugellanzahl in der Kammer reduziert wird.

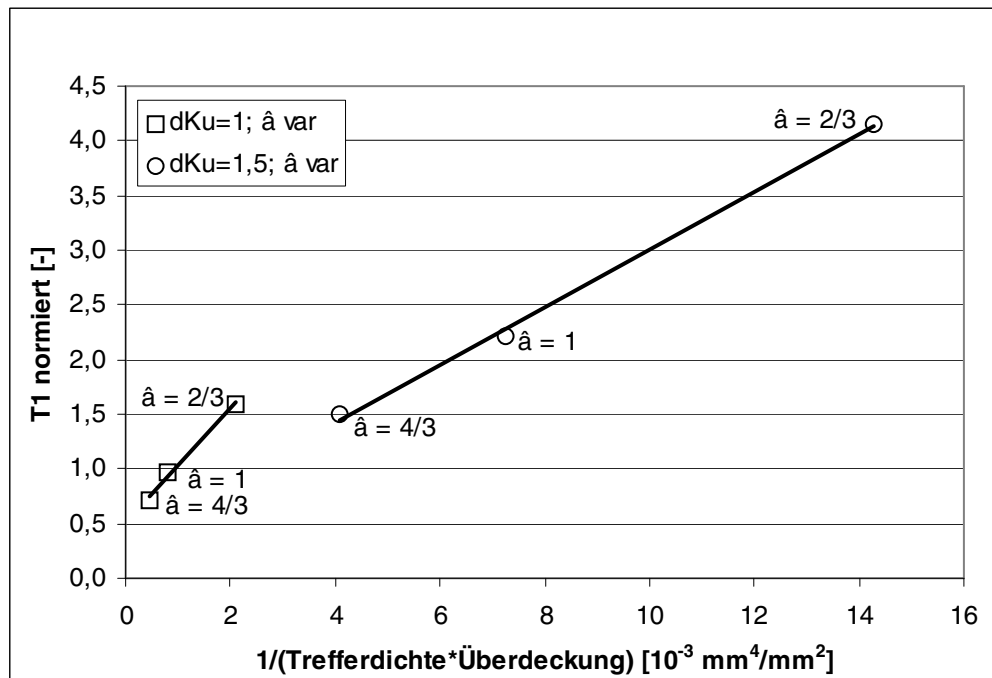


Abb. 7.4-8: Auswirkung der Amplitudenveränderung auf die Sättigungszeit in Bezug zum Sättigungsquotienten für zwei Strahlmitteldurchmesser bei Veränderung der Schwingungsamplitude

Ähnlich gestaltet sich die Darstellung, wenn die Strahlmittelmenge verändert wird. Mit steigender Kugelanzahl in der Kammer reduziert sich die Sättigungszeit, was sich akkurat in den Simulationsergebnissen widerspiegelt (Anhang Abb. 31).

Werden alle Sättigungsquotienten aus den Simulationsrechnungen der runden Probenkammer gemeinsam aufgetragen, so können diese in guter Näherung durch eine einzige Gerade beschrieben werden (Abb. 7.4-9).

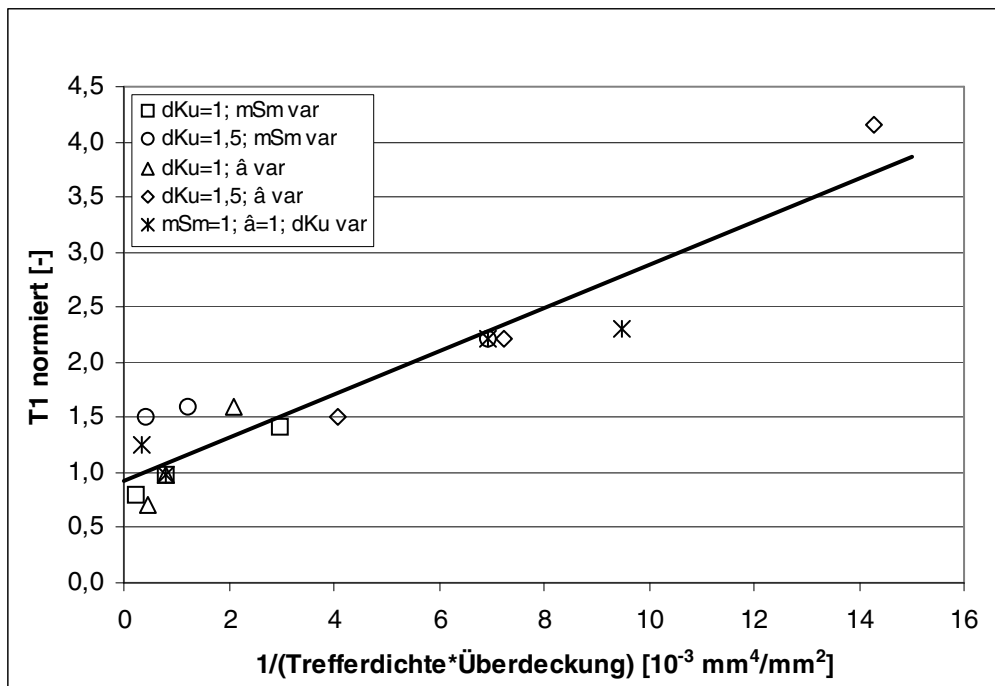


Abb. 7.4-9: Sättigungszeiten und Sättigungsquotienten liefern bei Betrachtung der Simulationsergebnisse mit der runden Strahlkammer $d_{Ka} = 120\text{mm}$ einen linearen Verlauf

Problematisch ist die Auswertung, wenn der Anstellwinkel der Almenprobe verändert wird. Mit größer werdender Kippung stellt sich eine deutliche Erhöhung des Sättigungsquotienten ein. Der Verlauf der Sättigungszeiten über dem Sättigungsquotienten verläuft nicht linear.

Die Auswertung der Simulationsergebnisse bei Verwendung der POM-Kammer und der Glaskammer weisen zwar meist lineare Zusammenhänge zwischen beiden Kennzahlen auf. Jedoch ist auch hier eine allgemeingültige Übertragung der Simulationsergebnisse auf absolute Sättigungszeiten nicht möglich, da jeweils deutlich verschiedene Anstiege der Geraden vorliegen (Abb. 7.4-10).

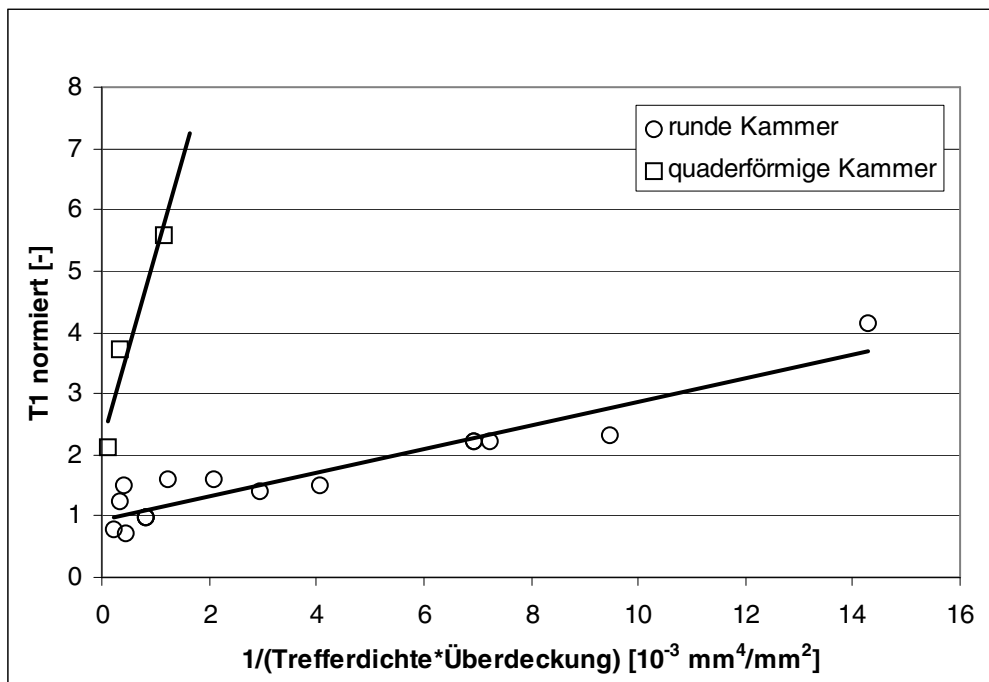


Abb. 7.4-10: Experimentell ermittelte Sättigungszeit aufgetragen über dem Sättigungsquotienten bei der runden sowie - im Vergleich dazu - bei der quaderförmigen Strahlkammer, wobei die Schwingungsamplitude zwischen $\hat{a} = 1/2$, $5/6$ und $7/6$ verändert wurde. $d_{Ku} = 1,5$; $m_{Sm} = 2,5$

Die Versuche, die Sättigungszeit einer Almenprobe mit Hilfe des Sättigungsquotienten aus den Simulationsergebnissen zu definieren, führen zu folgenden Aussagen:

- Es besteht eine Korrelationsmöglichkeit zwischen der experimentell bestimmten Sättigungszeit und dem Sättigungsquotienten aus den numerischen Simulationsrechnungen.
- Eine Optimierung der Sättigungszeit bei Parameterveränderungen ist mit dem Simulationsprogramm möglich.
- Für eine Übertragung der Sättigungsquotienten auf reale Sättigungszeiten werden mindestens zwei experimentelle Messwerte zur Korrelation benötigt. Eine pauschale Übertragung des Sättigungsquotienten auf zu erwartende Sättigungszeiten ist nicht möglich.

Obgleich die Sättigungszeit mit dem Simulationsprogramm nicht als Absolutwert bestimmt werden kann, so konnte dennoch nachgewiesen werden, dass die relativen Veränderungen der simulierten Sättigungsquotienten denen der experimentellen Sättigungszeiten entsprechen. Mit diesen übereinstimmenden Ergebnissen von Intensität und Sättigungszeit zwischen Simulation und Experiment wurde die Funktionalität des Simulationsprogramms erfolgreich nachgewiesen. Somit kann nachfolgend die Anwendung des Simulationsprogramms an einer für das Kugelstrahlen sehr komplexen Bauteilkontur erfolgen.

7.5 Anwendung der Simulation an einer komplexen Bauteilstruktur

Um zu prüfen, ob die Vorgänge beim Ultraschallkugelstrahlen sehr komplexer Bauteilkonturen mit dem Simulationsprogramm abgebildet werden kann, soll ein konisch geformtes Bauteil mit integrierter Scheibe kugelgestrahlt werden. Dieses Bauteil stellt sehr hohe Anforderungen an das Strahlverfahren, da neben dünnen Bauteilwänden auch schwer zugängliche Bauteilbereiche verfestigt werden müssen. Um den Verzug des Scheibenkörpers gering zu halten, ist aufgrund der sehr geringen Wandstärke eine parallel stattfindende beidseitige Strahlbehandlung notwendig. Schwierig gestaltet sich die Zugänglichkeit zum Innenbereich, der durch einen sehr kleinen Nabendurchmesser begrenzt wird. Diese geringen Abmaße des Bauteils verhindern, dass eine Verfestigung durch konventionelles Kugelstrahlen als praktikabel eingestuft wird. Als Alternative dazu wird die Eignung des Ultraschallkugelstrahlens geprüft. Um bei diesem Verfahren jedoch eine möglichst effektive Kugelverteilung im Bauteilinneren gewährleisten zu können, muss die Sonotrode um $\alpha = 20^\circ$ zur Rotationsachse des Bauteils gekippt werden [96] (Abb. 7.5-1).

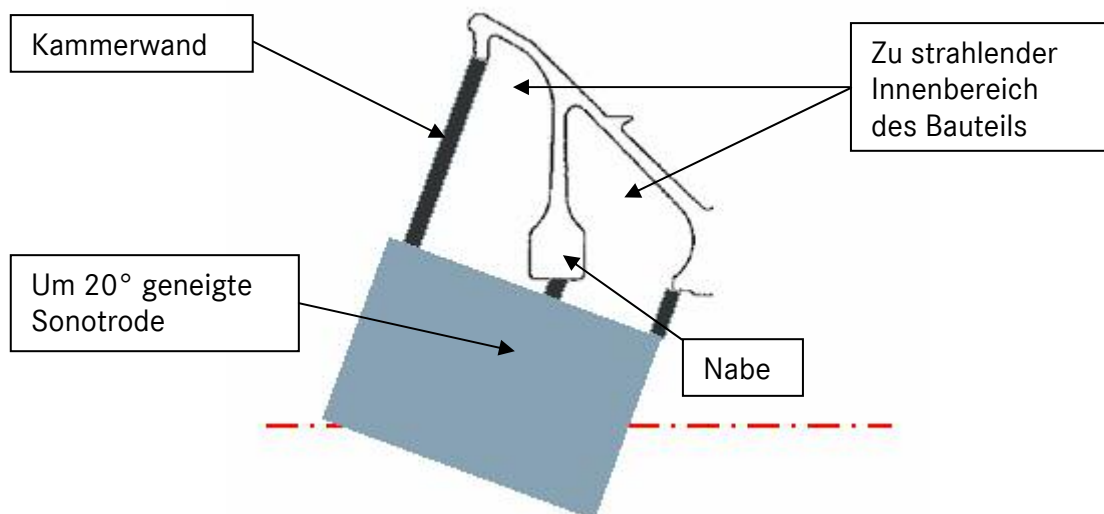


Abb. 7.5-1: Schematische Zeichnung der anspruchsvollen Bauteilkontur mit dünner Nabenwandstärke und sehr schwer zugänglichem Innenbereich. Die quaderförmige Sonotrode wird für diese Anwendung angekippt.

Die Strahlkammer, die zum Strahlen des gesamten Innenbereichs zu konstruieren ist, muss sich aus zwei separaten Einzelkammern zusammensetzen. Nur so kann gewährleistet werden, dass immer eine konstante und somit reproduzierbare Menge an Strahlmittel in den beiden Kammerbereichen vorliegt. Liegt keine Trennung des Strahlraums vor, ist mit einer Ansamm-

lung der Kugeln im rechten Kammerbereich zu rechnen. Sind Kugeln erst einmal im unteren Kammerbereich, so ist es sehr unwahrscheinlich, dass diese durch den schmalen Spalt zwischen Bauteil und Sonotrode wieder in den höher gelegenen Kammerbereich gelangen.

Das Ultraschallkugelstrahlen eines Bauteildummys (Bauteil aus Stahl mit identischen Abmaßen) und eingebauten Almenblöcken (vgl. Abb. 7.5-2) liefert die Ergebnisse der beiden rechten Spalten in Tab. 7.5-1.

Kammer	Almenprobenposition	Energiedichte [10^{-3} J/mm ²]	Trefferdichte [1/mm ²]	Überdeckung [mm ² /mm ²]	Intensität [mm A]	T1 [-]
Links	3	8	150	4,4	0,24	8,0
Links	4	2,3	100	1,5	0,17	37,7
Links	8	12	160	4,5	0,22	57,4
Rechts	8	3	45	1,2	0,22	57,4
Rechts	5	1,5	38	0,6	0,19	24,4
Rechts	6	2,8	47	1	0,20	20,7

Tab. 7.5-1: Ergebnisse der Simulationsrechnungen und der experimentellen Untersuchungen an einem komplexen Bauteil

Ebenfalls sind in dieser Tabelle die Ergebnisse aus der Simulation dargestellt. Die Schwingungsamplitude betrug beim Experiment sowie bei der Simulation $\hat{a} = 1$. Die Stoßzahl des Bauteils wurde auf $\varepsilon_D = 0,9$ festgesetzt. Der Stahl des Dummys weist nach dem ersten Strahlzyklus (sogenanntes Einschießen der Almenprobenkammer ohne Messung der Intensität) identische Energieabsorptionseigenschaften wie gehärteter Stahl auf. Eine Verwendung dieser Stoßzahl ist daher legitim.

Als Prozesszeit wurde für die linke Kammer mit größerem Kammervolumen und zudem größerer Kugelanzahl $t = 10$ s gewählt. In der kleineren, rechten Kammer wurde dagegen mit $t = 30$ s deutlich länger simuliert, um ungefähr eine gleiche Anzahl an Kugeltreffern auf der Bauteilfläche zu erhalten.

Die Ergebnisse werden auf 100 s extrapoliert, um mit der in Kapitel 7.4.1 angegebenen Formel aus der mittleren Kugelenergie die äquivalente Strahlintensität berechnen zu können. Die Darstellung der extrapolierten Werte ist beispielhaft für die Energiedichte in Abb. 7.5-2 aufgezeigt.

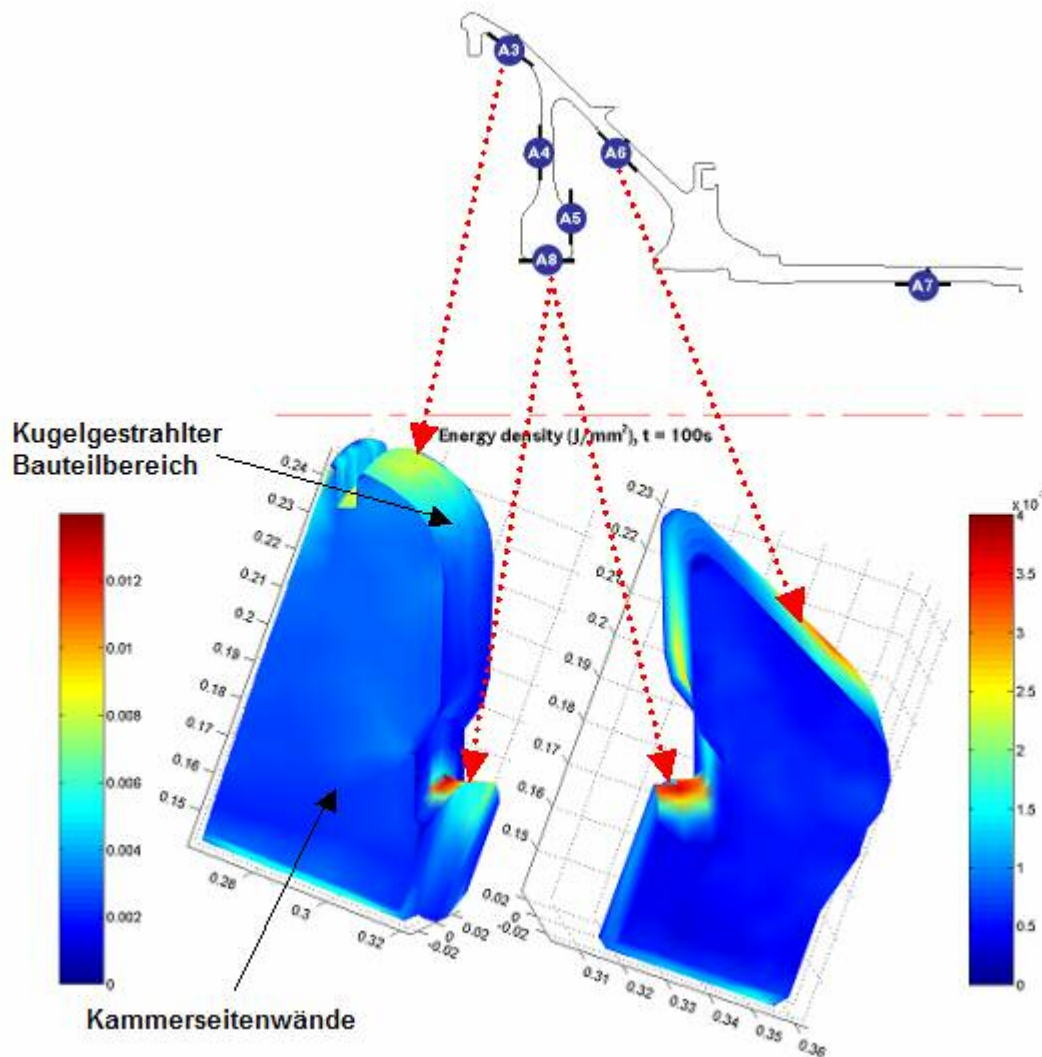


Abb. 7.5-2: Darstellung der Energiedichte aus den Simulationsergebnissen des Ultraschallkugelstrahlens einer komplexen Bauteilform mit angewinkelter Sonotrode ($\alpha = 20^\circ$)

Um die Ergebnisse vom Innenradius der Nabe auswerten zu können, wird der Mittelwert aus den an dieser Stelle erhaltenen Simulationsergebnissen der linken und der rechten Kammer gebildet. Das entspricht der gleichen Vorgehensweise wie beim Almenprobenstrahlen. Dort wird die Almenprobe A8 im Bereich des Nabeninnenradius jeweils zur Hälfte in der linken und in der rechten Strahlkammer gestrahlt. Diese aufwendige Intensitätsbestimmung ist notwendig, da die durch die Kammern rotierende Nabe einen Überlappungsbereich aufweist. Daher wird eine mehrere Millimeter breite Zone der Nabeninnenfläche durch Kugeln aus beiden Strahlkammern getroffen.

Die mittlere Kugelenergie wird anschließend mit Formel 7.4-2 in die Strahlintensität umgerechnet (Auflistung der Ergebnisse in Tab. 7.5-2).

Almenproben- position	Mittlere Kugel- energie [mJ]	Korrelierende Intensität [mm A]	Exp. Intensität [mm A]	Abweichung [%]
3	8	0,22	0,24	-8
4	2,3	0,15	0,17	-12
8	3	0,24	0,22	9
5	1,5	0,19	0,19	0
6	2,8	0,22	0,20	10

Tab. 7.5-2: Vergleich der Strahlintensitäten ermittelt aus den Simulationsergebnissen und aus den experimentellen Untersuchungen

Obwohl Abweichungen der mittels Simulationsprogramm bestimmten Strahlintensitäten zu den experimentellen Messwerten auftreten, kann ein positives Fazit gezogen werden. Die Schwankung der über die Korrelationsfunktion erhaltenen Intensitätswerte zu den gemessenen Intensitäten fällt mit $\Delta I = \pm 12\%$ gering aus. Wenn hier noch die möglichen Ungenauigkeiten der Messwerte berücksichtigt wird, kann von einem sehr guten Ergebnis der Simulationsrechnung gesprochen werden. Somit können mit Hilfe des Simulationsprogramms zukünftig zuverlässige Aussagen darüber getroffen werden, ob ein zeichnungskonformes Kugelstrahlen möglich ist. Der auf Zeichnungen angegebene Intensitätsbereich umfasst meist $0,10 \leq I \leq 0,18$ mm A und bei höheren Intensitätsforderungen $0,18 \leq I \leq 0,23$ mm A. Wird über Parameterveränderungen in der Simulation die Mitte des jeweils geforderten Intensitätsbereiches anvisiert, kann mit sehr großer Wahrscheinlichkeit die Intensitätsforderung auch in der praktischen Anwendung erfüllt werden.

Die zuverlässige Bestimmung der Strahlintensität bestätigt auch bei schwer zu strahlenden Bauteilkonturen eindrucksvoll die Funktionsweise des Simulationsprogramms.

Betrachtet man nicht nur die Bauteilbereiche, an denen die Almenproben platziert sind, so können den Simulationsergebnissen noch weitaus mehr Informationen als nur die Strahlintensität entnommen werden. Über die gesamte gestrahlte Bauteilkontur erfolgt die Anzeige der in das Bauteil eingebrachten mittleren Kugelenergie. Dies eröffnet völlig neue Möglichkeiten, wie beispielsweise die Bestimmung der Strahlintensität an jeder beliebigen Stelle des Bauteils. Auf diesem Wege ist damit eine Vorabprüfung möglich, ob sich in kritischen Bauteilbereichen eine ausreichend große Anzahl an Kugeleinschlägen mit hohem Energieeintrag einstellt. Schon im Vorfeld umfangreicher experimenteller Untersuchungen und werkstofftechnischer Analysen kann somit herausgefunden werden, ob Zeichnungsforderungen generell mit dem Strahlverfahren (inkl. der gewählten Einstellungen und Kammerausführungen) erfüllt werden können. Die Ergebnisse der umfangreichen Untersuchungen von Parameterveränderungen liefern die notwendigen Erkenntnisse, um das Strahlergebnis über entsprechende Variationen einzelner Randparameter gezielt zu verändern.

Mit dem Simulationsprogramm stehen nun folgende Möglichkeiten zur Verfügung:

- die realitätsgetreue Abbildung der Vorgänge beim Ultraschallkugelstrahlen
- die Ermittlung der Geschwindigkeitsprofile, sowie der Winkelverteilung der Kugelflugbahnen für alle Ultraschallanwendungen
- Geschwindigkeitsdarstellung als Absolutwerte der Geschwindigkeitsvektoren oder als Normalgeschwindigkeiten in Bezug zur Sonotrodenoberfläche
- Ausgabe der Simulationsergebnisse als Energie- und Trefferdichte pro Flächeneinheit für alle Kammer- und Bauteilbereiche
- Korrelation der in die Bauteiloberfläche eingebrachten Energie mit der experimentell bestimmten Strahlintensität
- die Adaptierung der Simulation auf ein weites Spektrum an Bauteil- und Kammergeometrien
- Optimierung der Prozessparameter für das Ultraschallkugelstrahlen ohne experimentelle Aufbauten
- Erprobung von Designänderungen, wie z. B. der Geometrie der Kammerwände oder der Ausrichtung des Bauteils zur Sonotrodenoberfläche, ohne Werkzeugbau und umfangreiche Experimente

8 Übertragung der Simulationsergebnisse in das analytische Berechnungsmodell

8.1 Intensitätsberechnung

Die feinere Auflösung der Kugelgeschwindigkeitsklassen der Simulationsergebnisse (Faktor zwei gegenüber den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen) macht es möglich, die Genauigkeit der eingeführten Kenngrößen zu steigern. Im Folgenden soll daher die mittlere Kugelgeschwindigkeit $v_{Ku,m}$ und die Wirkgeschwindigkeit $v_{Ku,w}$ (Auswertung der Geschwindigkeitsprofile über die gesamte Prozesszeit) aus den Ergebnissen der Simulationsrechnungen abgeleitet werden. Werden diese Werte in das analytische Berechnungsmodell aus Kapitel 6.2.3 übertragen, nähern sich die berechneten Intensitätswerte sichtbar den experimentellen Werten an (Tab. 8.1-1).

$d_{Ku} [-]$	$\hat{a} [-]$	$v_w [m/s]$	$v_m [m/s]$	$I_{ber} [mm A]$	$I_{exp} [mm A]$
1,0	5/6	5,30	2,70	0,15	0,15
1,5	1/2	3,99	2,19	0,18	0,18
1,5	5/6	5,44	2,70	0,26	0,25
1,5	7/6	6,76	3,15	0,33	0,31

Tab. 8.1-1: Übersicht der aus den Simulationsergebnissen ermittelten Kugelgeschwindigkeitskenngrößen. Gegenüberstellung der mit dem Modell berechneten (I_{ber}) und der experimentell ermittelten Strahlintensität I_{exp} .

Die kleineren Geschwindigkeitsklassen erlauben außer der besseren Bestimmung der Wirkgeschwindigkeit auch eine Verbesserung der Genauigkeit der mittleren Kugelgeschwindigkeit. Die Geschwindigkeitsklasse von $0 \leq v_{Ku} \leq 0,5$ m/s beinhaltet bei allen untersuchten Strahlkammeraufbauten den größten Anteil an Kugeln. Dieser kann nun ohne Teilung einer größeren Klasse mit genauerer Kugelanzahlverteilung aus der Berechnung ausgeschlossen werden.

Anhand der berechneten Strahlintensitäten kann gezeigt werden, dass die erstellte analytische Berechnungsfunktion sehr gut die Abhängigkeit des Strahlergebnisses von einzelnen Prozessparametern widerspiegelt. Für die exakte Berechnung notwendig ist jedoch die zuverlässige Bestimmung der Kugelgeschwindigkeitskenngrößen, die als Ergebnis dieser Arbeit ohne großen experimentellen Aufwand mit Hilfe der erstellten Simulationssoftware generiert werden können. Die simulierten Geschwindigkeitsprofile entsprechen den realen Verläufen. Die Aufnahme und Auswertung von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen eignet sich dagegen nur bei transparenten Kammern, die jedoch nicht praxisrelevant sind.

8.2 Berechnung des Sättigungskurvenverlaufs

Abschließend soll in dieser Arbeit untersucht werden, ob auch eine genaue Darstellung des Sättigungsverlaufes der Almenprobendurchbiegung mit dem Berechnungsmodell realisierbar ist. Dafür werden die aus dem Simulationsprogramm erhaltenen Trefferzahlen der Almenprobenfläche herangezogen. Zu beachten ist, dass dieser Wert um die Kugeln zu reduzieren ist, die mit Geschwindigkeiten orthogonal zur Bauteiloberfläche von $v_{Ku} \leq 0,5 \text{ m/s}$ auftreten. Übereinstimmend für alle durchgeführten Simulationen mit der Glaskammer konnte dieser Anteil mit circa 25% der gesamten Kugelmenge festgestellt werden (beispielhafte Geschwindigkeitsverteilung siehe Anhang Tabelle 6).

Für die Simulation mit Strahlmittel 1, $d_{Ku} = 1,5$ und einer Schwingamplitude von $\hat{a} = 7/6$ kann aus den Simulationsergebnissen eine mittlere Trefferfrequenz n_{kt} von $0,33 \text{ [s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2}]$ auf der Almenprobe abgelesen werden. Mit der um die sehr langsamen Kugeln reduzierten Trefferfrequenz ($0,75 \cdot n_{kt} = 0,25$) kann nun geprüft werden, ob eine Annäherung der Kurvenverläufe erfolgt (Abb. 8.2-1).

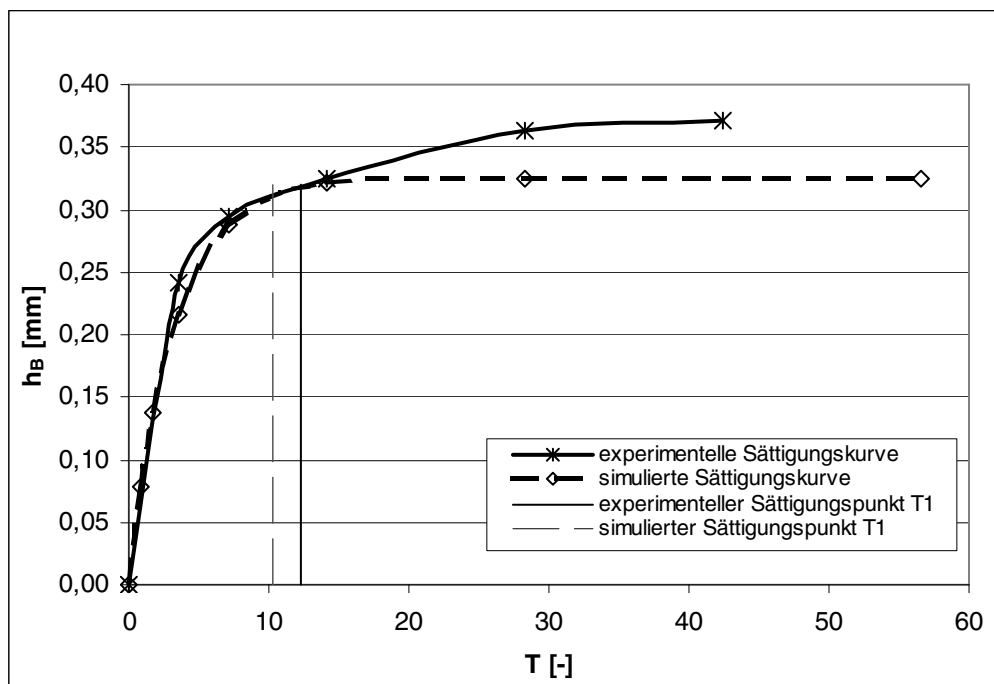


Abb. 8.2-1: Berechneter Verlauf der Sättigungsfunktion mit der Trefferfrequenz aus der Simulation im Vergleich zu den experimentell aufgenommenen Almendurchbiegungen in der Glaskammer bei Verwendung von Strahlmittel 1 mit $d_{Ku} = 1,5$ und einer Schwingungsamplitude von $\hat{a} = 7/6$

Verglichen mit der in Abb. 6.2-4 dargestellten Sättigungskurve, welche mit der manuell aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen ausgezählten Trefferfrequenz berechnet wurde, erfolgt jetzt eine offensichtliche Annäherung zum realen Sättigungsverlauf. Bis zum Sättigungspunkt

sind die Almendurchbiegungen annähernd identisch. Auf Höhe des berechneten Intensitätswertes jedoch weichen die Bogenhöhen der Almenproben eindeutig voneinander ab. Begründet ist das damit, dass die zur Berechnung der Sättigung verwendete Funktion ursprünglich zur Bestimmung der Flächenbedeckung dient. Dabei sind Werte oberhalb vollständiger Bedeckung, also größer 100 Prozent nicht darstellbar. Die Sättigungsfunktion kann somit nicht vollständig mit der herkömmlichen Form eines typischen Kurvenverlaufs verglichen werden. Wird der Sättigungspunkt dennoch mittels der gängigen 10%-Regel (vgl. Kapitel 2.2.1) ermittelt, so erhält man Sättigungszeiten, die in der Größenordnung der experimentellen Werte liegen.

Unter der Annahme, dass die Almendurchbiegung analog mit der Bedeckung einer Almenprobe steigt, erfolgt mit dem Berechnungsmodell eine sehr gute Näherung an die zu erwartende Sättigungszeit. Für die Berechnung wird die Trefferfrequenz auf der Almenprobe benötigt, die über Simulationsrechnungen zuverlässig bestimmt werden kann.

Das Berechnungsmodell gestattet somit:

- Die Berechnung der Strahlintensität, wenn die Strahlmitteleigenschaften sowie das sich in der Kammer einstellende Geschwindigkeitsprofil vorliegen.
- Die Abbildung aller elementaren Parameterveränderungen, wenn das jeweilige Geschwindigkeitsprofil der Kugeln über das entwickelte Simulationsprogramm bestimmt wird.
- Die zuverlässige Abschätzung der Sättigungszeit über die Darstellung eines vereinfachten Sättigungskurvenverlaufs.

9 Zusammenfassung und Ausblick

Die durchgeführten Experimente zur Parameterabhängigkeit der Strahlintensität haben gezeigt, dass beim Ultraschallkugelstrahlen im Vergleich zum konventionellen Kugelstrahlen Unterschiede in der Strahlwirkung existieren. Mit beiden Verfahren kann man die Strahlintensitäten erzielen, die typischerweise im Triebwerksbau gefordert werden. Der Wirkmechanismus ist jedoch verschieden, was durch die äußerst komplexen Vorgänge in der beim Ultraschallkugelstrahlen geschlossenen Strahlkammer begründet ist. Die Herausforderung der Arbeit bestand nun darin, diese komplexen Vorgänge zu beschreiben und die Auswirkung von Parameterveränderungen auf die Strahlintensität vorhersagen zu können.

Ein Lösungsansatz dafür ist das entwickelte analytische Berechnungsmodell. Mit diesem soll die Strahlintensität unter anderem bei Veränderung der Schwingungsamplitude und der Verwendung unterschiedlicher Kugeldurchmesser näherungsweise berechnet werden. Dabei sind alle physikalischen Einflussgrößen in das Modell integriert, die zur Beschreibung der vielschichtigen Wechselwirkungen zwischen den Kugeln des Strahlmittels und der impulsgebenden Sonotrode, sowie den Kammerwänden und dem Bauteil relevant sind. Der Anteil der Kugelenergie, der beim Zusammenstoß mit den genannten Elementen eine Umwandlung in andere Energieformen erfährt, wird als eine von der Kugelgeschwindigkeit abhängige Größe definiert. Hierfür wurden zur Definition der Stoßzahlen für den Aufprall auf Stahl und auf Titan FEM-Simulationen herangezogen, welche vom Kugeldurchmesser unabhängige, logarithmische Zusammenhänge liefern. Vergleiche mit experimentellen Untersuchungsergebnissen zeigen gute Übereinstimmung, sowohl der Stoßzahlen, als auch der Kugelkraterdurchmesser, die beim Aufprall der Kugeln auf Stahl entstehen.

Um das Berechnungsmodell anwenden zu können, sind die Strahlmitteleigenschaften und die Kugelgeschwindigkeit notwendig. Zur Bestimmung der Kugelgeschwindigkeit eignen sich bestehende mathematische Berechnungsansätze nur bedingt, da die Reflektion vom Bauteil und den Kammerwänden eine inhomogene Kugelbewegung im Strahlraum zur Folge hat. Zudem muss berücksichtigt werden, dass die Energieübertragung von der Sonotrode auf eine Strahlmittelkugel von den Faktoren

- Materialeigenschaften beider Stoßpartner,
- Auftreffgeschwindigkeit (in Bezug zur Phase der Sonotrodenschwingung) und
- Auftreffwinkel der Kugel abhängt.

Um die erforderlichen Eingabegrößen für die Berechnung generieren zu können, wurde eine quaderförmige Strahlkammer aus Glas konstruiert, mit der die Kugelbewegungen innerhalb der Kammerwände sichtbar gemacht werden können. Durch die Aufzeichnung der Vorgänge mit einer Hochgeschwindigkeitskamera werden Informationen gewonnen, zu denen zuvor kein Zugang bestand.

Die aus dem ermittelten Geschwindigkeitsprofil der Kugeln abgeleiteten Kenngrößen „mittlere Kugelgeschwindigkeit“ und „Wirkgeschwindigkeit“ liefern, in das Berechnungsmodell eingesetzt, bereits gute Annäherungen an die experimentellen Intensitätswerte.

Die Berechnung der Strahlintensitäten, die in den Experimenten mit runden Strahlkammern gemessen wurden, gelingt jedoch nicht, da eine Übertragung der Kugelgeschwindigkeitsverteilung aus der Glaskammer auf andere Kammeraufbauten nur sehr eingeschränkt möglich ist. Andere geometrische Randbedingungen und Strahlmittelmengen führen vermutlich zu verschiedenartigen Ausprägungen der Kugelgeschwindigkeitsverteilungen. Für die Intensitätsberechnung bei Strahlkammern, deren Innenbereich visuell nicht zugänglich ist oder beim Strahlen komplexer Bauteile, muss ein neuer Weg zur Bestimmung der Kugelgeschwindigkeiten gefunden werden.

Dafür wurde ein Simulationsprogramm entwickelt, mit dessen Hilfe sämtliche Kugelbewegungen in einer Strahlkammer ohne apparative Aufbauten visualisiert werden können. Bei der Entwicklung des Softwareprogramms müssen, wie auch bei dem Berechnungsmodell, alle auftretenden Wechselwirkungen unter Berücksichtigung der jeweils dissipierten Energie implementiert werden. Über den Vergleich der simulierten Kugelgeschwindigkeitsprofile mit denen aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen kann nachgewiesen werden, dass mit dem Simulationsprogramm eine sehr gute Abbildung der realen Kugelbewegungen gelingt. Werden die Geschwindigkeitskenngrößen aus den simulierten Verteilungen bestimmt und in das Berechnungsmodell eingesetzt, so lassen sich Strahlintensitäten berechnen, die sehr gut mit den experimentell bestimmten Intensitäten übereinstimmen. Die Eignung des erstellten Modells zur Berechnung der Strahlintensität konnte somit erfolgreich nachgewiesen werden. Die ebenfalls mögliche Darstellung der Sättigungszeiten erlaubt die Abschätzung der benötigten Strahlzeit am Bauteil.

Über eine aus den Experimenten abgeleitete Korrelationsfunktion kann auch direkt aus den Simulationsergebnissen die Intensität vorhergesagt werden. Somit kann für die komplette Bauteiloberfläche die Verteilung der Strahlintensitäten angegeben werden, wo vorher durch die Verwendung von Almenproben nur eine lokal sehr begrenzte Bestimmung dieser Kenngröße möglich war. Die Genauigkeit der simulierten Intensitätswerte konnte im Rahmen der

geforderten Zeichnungstoleranzen durch Experimente bestätigt werden. Zudem ist es gelungen, die relative Veränderung der Sättigungszeit bei Variation von Strahlparametern darzustellen. Auf diesem Wege kann die Optimierung des Strahlprozesses beim Ultraschallkugelstrahlen, sowohl für die Strahlintensität als auch für die Sättigungszeit, mit dem erstellten Simulationsprogramm durchgeführt werden.

Hervorzuheben ist, dass es mit der Simulation gelungen ist, den Strahlvorgang von sehr komplexen Bauteilstrukturen erfolgreich darzustellen. Zukünftig kann somit der sehr aufwändige Prozess der experimentellen Parameteroptimierung an bauteilnahen Konturen entfallen. Des Weiteren ist man mit dem Simulationsprogramm nun in der Lage, sehr einfach die Auswirkung konstruktiver Veränderungen im Kammerdesign oder des Kammermaterials auf das Strahlergebnis zu prüfen.

Dies setzt natürlich die Kenntnis der Energieabsorptionseigenschaften voraus, ohne die eine realistische Simulation des Kugelverhaltens beim Aufprall nicht möglich ist. Dafür wird auch zukünftig die Unterstützung durch FEM-Simulationen erforderlich sein. Schwierig ist die Beschreibung der Veränderungen der Materialeigenschaften, wenn mit dem Simulationsprogramm das Ultraschallkugelstrahlen von Bauteilen, z.B. aus Titan, simuliert werden soll. Die Problemstellung sich verändernder Oberflächenstrukturen trat bisher nicht auf, da beim Almenprobenstrahlen gehärtete Kammerdeckel oder Bauteildummys zur Anwendung kamen, deren Eigenschaften über die Strahldauer konstant bleiben. Beim unverfestigten Bauteilmaterial muss jedoch der Einzel- oder Mehrfachkugeleinschlag auf eine Stelle mit entsprechender Bauteilaufhärtung dargestellt werden. Die Veränderung des sich einstellenden Geschwindigkeitsprofils kann in diesen Fällen nicht unberücksichtigt bleiben. Werden, wie bisher geschehen, lediglich die vergleichsweise kleinen Flächen der Almenproben plastisch verformt, so sind die Auswirkungen auf die Gesamtheit der Kugelbewegung vernachlässigbar.

Der hohe Rechenaufwand, der für die Simulation der hochkomplexen Kugelbewegungen bewältigt werden muss, führt zu sehr langen Simulationszeiten. Um mit den derzeitigen Gegebenheiten die Rechenzeit zu reduzieren, wurde eine Option in das Softwareprogramm implementiert, um Simulationsergebnisse auf eine gewünschte Strahlzeit extrapolieren zu können. In diesem Bereich wird noch weiteres Potential zur Verbesserung gesehen. Derzeit existiert keine Möglichkeit, den Simulationsprozess durch entsprechende MATLAB-Routinen auf mehrere, parallel arbeitende Prozessoren aufzuteilen. Hierfür ausgelegte Softwareupdates könnten jedoch zukünftig zu einer weiteren Reduzierung der Rechendauer beitragen.

I. Literaturverzeichnis

- [1] K. Wellinger, H. Breckel: *Kenngößen und Verschleiß beim Stoß metallischer Werkstoffe*. Wear, No. 13, S. 257-281, Elsevier Sequoia S.A., Lousanne, 1969
- [2] R. Herzog, W. Zinn, B. Scholtes et al.: *Zur Aussagefähigkeit der Almenintensität als Kennwert bei der gezielten Eigenspannungserzeugung durch Kugelstrahlen*. Mat.-wiss. u. Werkstofftech. 27, S. 608-617, VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, 1996
- [3] A. Melzer: *Entwicklung eines Modells zur Beschreibung der physikalischen Vorgänge beim Ultraschall-Kugelstrahlen*, Diplomarbeit Hochschule Anhalt (FH), Köthen, 2005
- [4] B. Scholtes, O. Vöhringer: *Ursachen, Ermittlung und Bewertung von Randschichtveränderungen durch Kugelstrahlen*. Mat.-wiss. u. Werkstofftech. 24, S. 421-431, VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, 1993
- [5] V. Schulze: *Modern Mechanical Surface Treatment – States, Stability, Effects*. WILEY-VCH Verlag GmbH, Weinheim, 2006
- [6] I. Horowitz: *Oberflächenbehandlung mittels Strahlmitteln – Ein Handbuch über Strahltechnik und Strahlanlagen*. Band 1, Forster Verlag AG, Zürich, 1976
- [7] R. Clausen: *Ermittlung von Einflussgrößen beim Kugelstrahlen durch Einzelkornversuche*. 1st International Conference on Shot Peening (ICSP), Paris, 1981
- [8] J. F. Flavenot: *Residual stresses due to mechanical surface treatment*. La Revue de Métallurgie-CIT/Sience de Génie des Matériaux, pp. 187-197, February 1997
- [9] R. Fathallah, G. Inglebert, L. Castex: *Determination of Shot Peening Coefficient of Restitution*. Surface Engineering, Vol. 19, No. 2, S. 109-113, 2003
- [10] S. C. Hunter: *Energy Absorbed by Elastic Waves during Impact*. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, Vol. 5, S. 162-171, Pergamon Press Ltd., London, 1957
- [11] I. M. Hutchings: *Energy absorbed by Elastic Waves during Plastic Impact*. J. Phys. D: Appl. Phys. 12, S. 1819-1824, 1979
- [12] J. Reed: *Energij Losses due to Elastic Wave Propagation during an Elastic Impact*. J. Phys. D: Appl. Phys. 18, S. 2329-2337, 1985
- [13] E. Falcon et al.: *Behavior of one Inelastic Ball Bouncing Repeatedly off the ground*. The European Physical Journal B, Vol. 3, S. 45-57, EPD Science Springer-Verlag, 1998
- [14] W. Goldsmith: *Impact. The Theory and Physical Behaviour of colliding Solids*. Edward Arnold (Publishers) Ltd., London, 1960
- [15] R. Sondergaard, K. Chaney, C.E. Brennen: *Measurement of Solid Spheres Bouncing Off Flat Plates*. Reprinted from Journal of Applied Mechanics, Vol. 112, September 1990 in Transactions of the ASME, Vol. 57, September 1990

- [16] J. P. A. Tillett: *A Study of the Impact on Spheres of Plates*. Proceedings of the Physical Society, Vol. 67, 1954, p. 677-688
- [17] R. Marek: *Quantitativer Einfluß von Kugelstrahlparametern auf die Verfestigung von Titan- und Nickelbasislegierungen*. Praxisbericht 2. Industriesemester SS 1990, Teil 2, MTU Aero Engines München GmbH
- [18] S. T. S. Al-Hassani: *Mechanical Aspects of Residual Stress Development in Shot Peening*. First International Conference on Shot Peening, Paris, Sept. 1981
- [19] O. Higounenc: *Correlation of Shot Peening Parameters to Surface Characteristic*. In: V. Schulze (ed.), A. Niku-Lari (ed.), Shot Peening and other Mechanical Surface Treatments, Proceedings of the 9th ICSP, Paris, September 2005
- [20] Y. F. Al-Obaid, S. T. S. Al-Hassani, T. Alp: *A Simplified Approach to Shot Peening*. Current Advances in Mechanical Design and Production, Second Cairo University MDP Conference, Cairo, Egypt, December 27-29, 1982
- [21] S. T. S. Al-Hassani: *An Engineering Approach to Shot Peening Mechanics*, In: H. O. Fuchs (ed.), Proceedings of the Second International Conference on Shot Peening ICSP-2, Chicago, USA, 1984
- [22] J. O. Almen: *Shot Blasting Test*. US-Patent 2,350,440, 1944
- [23] J. Schwarzer, V. Schulze, O. Vöhringer: *Evaluation of the Influence of Shot Peening Parameters on Residual Stress Profiles using Finite Element Simulation*. Materials Science Forum Vols. 426-432 S. 3951-3956, Trans Tech Publications, Switzerland, 2003
- [24] C. Droste gen. Helling: *Numerische Untersuchung zum Kugelstrahlen*, Dissertation, Universität-Gesamthochschule Siegen, 2000
- [25] S. T. S. Al-Hassani: *The Shot Peening of Metals – Mechanics and Structures*. Shot Peening for Advanced Aerospace Design SP-528, Aerospace Congress & Exposition, Anaheim, California, October 25-28, 1982
- [26] H. Wohlfahrt: *Kugelstrahlen und Dauerschwingverhalten*. 1st International Conference on Shot Peening (ICSP-1), p.675-694, 1981
- [27] MTU interne Daten (diverse Normen, Messergebnisse, Berichte)
- [28] D. Kirk: *Peening Intensity Curves*. The Shot Peener, Volume 21, Issue 3, pp. 24-30, 2007
- [29] J. Champaigne: *The Almen Gage and Almen strip*. Journal "The Shot Peener", Issue 1, Volume 4, Spring 1990
- [30] Metal Improvement Company: *Kugelstrahlenwendungen*. Firmenschrift von Metal Improvement, Stand März 2006

- [31] J. Champaigne: *Procedures for Using Standard Almen and Aero Almen Strips. Part I – IV* (Adapted from AFSC Design Handbook DH-1-13), Journal Aircraft Paint Stripping, Vol. 1, No. 1, Spring 1996
- [32] J. Champaigne: *Discussion on Intensity and Coverage*. <http://www.shotpeener.com/learning/intensity%20and%20coverage.htm>, Stand 01.05.2005
- [33] J. Cammett: *Shot Peening Coverage – the Real Deal*. The Shot Peener, Volume 21, Issue 3, pp. 8-14, 2007
- [34] S. Prevey, J. Cammett: *The Effect of Shot Peening Coverage on Residual Stress, Cold Work and Fatigue in a Ni-Cr-Mo Low Alloy Steel*. In: L. Wagner (ed.), Shot Peening, Proceedings of the 8th ICSP, Garmisch-Partenkirchen, September 2002
- [35] Electronics Incorporated, Shot Peening Control Technology: <http://www.electronics-inc.com/Products/Almen/types.htm>
- [36] D. Kirk: *Relationship between Almen Strip Thickness and Arc Heights*. Shotpeener, Oct. 2002
- [37] P. Bailey, J. Champaigne: *Factors that Influence Almen Strip Arc Height*. In: L. Wagner (ed.), Shot Peening, Proceedings of the 8th ICSP, Garmisch-Partenkirchen, September 2002
- [38] P. Bailey, J. Champaigne: *Factors that Influence Almen Strip Arc Height*. In: V. Schulze (ed.), A. Niku-Lari (ed.), Shot Peening and other Mechanical Surface Treatments, Proceedings of the 9th ICSP, Paris, September 2005
- [39] W. Zinn, B. Scholtes: *Influence of Shot Velocity and Shot Size on Almen Intensity and Residual Stress Depth Distributions*. In: L. Wagner (ed.), Shot Peening, Proceedings of the 8th ICSP, Garmisch-Partenkirchen, September 2002
- [40] R. S. Simpson, G. L. Chiasson: *A New Concept for Defining Optimum Levels of a Critical Shot-Peening Process Variable*. Report: AFWAL-TR-88-3029, 1988
- [41] D. Kirk: *Interactive Shot Peening Control*. In: D. Kirk, Proceedings of the 5th International Conference on Shot Peening, Oxford, GB, 1993
- [42] D. Kirk: *Developments in Interactive Control of Shot Peening Intensity*. In: J. Champaigne (ed.), Proceedings of the 6th International Conference on Shot Peening, San Francisco, USA, 1996
- [43] W. Linnemann, R. Kopp, F. Wüstefeld: *Shot Velocity Measurement*. In: J. Champaigne (ed.), Proceedings of the 6th International Conference on Shot Peening, San Francisco, USA, 1996
- [44] M. A. Browne et al.: *Digital Control of the Shot Peening Process*. Veröffentlichung zu: System for the Monitoring and Control of Flow of Particulate Material in Impact Treatment Equipment. US Patent 4,614,100, 1986

- [45] Y. Lecoffre et al.: *Traval® - A Real Time Particle Velocity Measuring System for Use in Shot Peening*. In: D. Kirk, Proceedings of the 5th International Conference on Shot Peening, Oxford, GB, 1993
- [46] F. Wüstefeld et al.: *On-Line Process Control for Shot-Peening Applications*. In: V. Schulze (ed.), A. Niku-Lari (ed.), Shot Peening and other Mechanical Surface Treatments, Proceedings of the 9th ICSP, Paris, September 2005
- [47] B. Barker, K. Young: *Particle Velocity Sensor for Improving Shot Peening Process Control*. In: V. Schulze (ed.), A. Niku-Lari (ed.), Shot Peening and other Mechanical Surface Treatments, Proceedings of the 9th ICSP, Paris, September 2005
- [48] J. Andziak: *A New Method of Measurement of the Velocity of Solid Particles and their Mass for Air Blasting*. In: A. Nakonieczny (ed.), Shot Peening Present & Future, The 7th International Conference on Shot Peening, Warsaw, Poland, 1999
- [49] I. Altenberger, I. Nikitin: *Alternative mechanische Oberflächenbehandlungsverfahren zur Schwingfestigkeitssteigerung*. Z. Werkst. Wärmebeh. Fertigung 59 Vol. 4, S. 269-276, Carl Hanser Verlag, 2004
- [50] R. Menig, V. Schulze, O. Vöhringer: *Kugelstrahlen und anschließendes Auslagern – Steigerung der Eigenspannungsstabilität und der Wechselfestigkeit am Beispiel von 42CrMo4*. HTM Härtereitechnische Mitteilungen, Vol. 58, Nr. 3, 2003, S.127-132
- [51] D. F. Lahrman: *What is Laser Peening?* Kolumne in MFN Metal Finishing News Vol. 8, März Ausgabe, 2007
- [52] J. J. Daly, J. R. Harrison, L. A. Hackel: *New Laser Technology Makes Lasershotsm Peening Commercially Affordable*. In: A. Nakonieczny (ed.), Shot Peening Present & Future, The 7th International Conference on Shot Peening, Warsaw, Poland, 1999
- [53] SAE: *Surface Rolling And Other Methods For Mechanical Prestressing Of Metals*. SAE: J 811, Juni 1962
- [54] I. Nikitin et al.: *Festwalzen bei erhöhten Temperaturen zur Steigerung der Schwingfestigkeit*. Z. Werkst. Wärmebeh. Fertigung 61, S. 289-295, 2006
- [55] I. Nikitin, I. Altenberger, B. Scholtes: *Effect of deep rolling at elevated and low temperatures on the isothermal fatigue behavior of AISI 304*. In: V. Schulze, A. Niku-Lari, Shot Peening and other Mechanical Surface Treatments, Proceedings of the 9th ICSP, S. 185-190, Paris, September 2005
- [56] H. Wohlfahrt, P. Krull: *Mechanische Oberflächenbehandlung*, WILEY-VCH Verlag GmbH, Weinheim, 2000
- [57] F. Kroos: *Hochdruck-Wasserstrahlen – Steigerung der Schwingfestigkeit von Bauteilen der Antriebstechnik durch Hochdruck-Wasserstrahlen*. Forschungsheft Forschungsvereinigung Antriebstechnik e.V., Forschungsvorhaben Nr. 187, Heft 447, 19.01.1995

- [58] S. Djozic: *The Application of Peening by Water in the Closed Vertical Vessel*. In: A. Nakonieczny (ed.), Shot Peening Present & Future, The 7th International Conference on Shot Peening, Warsaw, Poland, 1999
- [59] H. Soyama, J. D. Park, M. Saka: *Use of Cavitating Jet for Indroducing Compressive Residual Stress*. Journal of Manufacturing Science and Engineering, Vol. 122 S. 83-89, Februar 2000
- [60] T. Babul, A. Nakonieczny: *Gas Detonation Technology of Surface Hardening*. In: A. Nakonieczny (ed.), Shot Peening Present & Future, The 7th International Conference on Shot Peening, Warsaw, Poland, 1999
- [61] H. Soyama, K. Homma: *Cavitation Peening by Using Cavitating Jet in Air*. In: V. Schulze (ed.), A. Niku-Lari (ed.), Shot Peening and other Mechanical Surface Treatments, Proceedings of the 9th ICSP, Paris, September 2005
- [62] L. Huo et al.: *Investigation on Improving Fatigue Properties of Welded Joints by Ultrasonic Peening Method*. Key Engineering Materials Vols. 183-187 S. 1315-1319, Trans Tech Publications, Switzerland, 2000
- [63] <http://www.aerospace-technology.com/contractors/manufacturing/ksa/>, Stand 18.10.2007
- [64] R. Kopp, F. Wüstefeld: *Modern Simulation and Optimization of Peen Forming Processes*. 4th International Conference on Shot Peening (ICSP-4), 1990, p. 561-572
- [65] Y. Todaka, M. Umemoto, K. Tsuchiya: *Comparison of Nanocrystalline Surface Layer in Steels Formed by Air Blast and Ultrasonic Shot Peening*. Materials Transactions, Vol. 45, No. 2, pp. 376-379, 2004
- [66] M. Micoulaut et al.: *Heterogeneous Ultrasonic Shot Peening : Experiment and Simulation*. In: V. Schulze (ed.), A. Niku-Lari (ed.), Shot Peening and other Mechanical Surface Treatments, Proceedings of the 9th ICSP, Paris, September 2005
- [67] Broschüre: *Kugelstrahlen, Grundlagen und Anwendungen*. OSK Kiefer GmbH Oberflächen- und Strahltechnik, <http://www.osk-kiefer.de/strahlverfahren/strahlverfahren.asp?lang=de>, Stand Januar 2007
- [68] K. Tosha: *Papers on Shot Peening Published in the World for the last Thirteen Years*. In: A. Nakonieczny (ed.), Shot Peening Present & Future, The 7th International Conference on Shot Peening, Warsaw, Poland, 1999
- [69] W. Schütz: *Das Kugelstrahlen und sein Einfluss auf wichtige Bauteileigenschaften*. Der Maschinenschaden 62, Heft 5, S. 170-176, Ottobrunn, 1989
- [70] M. Tufft: Shot Peen Impact on Life, Part 2: *Single Particle Impact Tests Using Production Shot*. Weitere: Part 1 und Part 3, In: A. Nakonieczny, Shot Peening Present & Future, The 7th International Conference on Shot Peening, Warsaw, Poland, 1999

- [71] R. Clausen, J. Stangenberg: *Roughness of Shot-Peened Surfaces – Definition and Measurement*. In: A. Nakonieczny (ed.), Shot Peening Present & Future, The 7th International Conference on Shot Peening, Warsaw, Poland, 1999
- [72] S. A. Meguid, W. Johnson, S. T. S. Al-Hassani: *Some Factors in the Shot-Peening and Peen-Forming Processes*. 17th International Machine Tool Design and Research Conference, Birmingham, UK, 1976
- [73] F. Petit-Renaud: *Optimization of the Shot Peening Parameters*. In: L. Wagner (ed.), Shot Peening, Proceedings of the 8th ICSP, Garmisch-Partenkirchen, September 2002
- [74] L. Jinkui et al.: *A Study about Dent of Shot Peening and its Application in Residual Stress Field Calculation*. 4th International Conference on Shot Peening (ICSP-4), 1990, p.159-168
- [75] I. Zakharchenko et al.: *Application of Synchrotron EDXRD Strain Profiling in Shot Peened Materials*. Advances in X-ray Analysis, Volume 46, S. 338-345, International Centre for Diffraction Data, 2003
- [76] Y. A. Al-Obaid: *Shot Peening Mechanics: Experimental and Theoretical Analysis*. Mechanics of Materials 19, S. 251-260, Elsevier Science, 1995
- [77] D. A. Hills, R. B. Waterhouse, B. Noble: *Analysis of Shot Peening*. Journal of Strain Analysis, Vol. 18, No. 2, IMechE, 1983
- [78] H. W. Walton: Deflection Methods to Estimate Residual Stress. in: Handbook of Residual Stress and Deformation of Steel (Eds.: Totten, G.; Howes, M.; Inoue, T.), 2002, S. 89-99
- [79] V. C. Prantil et al.: *Simulating Distortion and Residual Stresses in Carburized Thin Strips*. Transactions of the ASME, Vol. 125, April 2003
- [80] K. Iida: *Dent and Affected Layer Produced by Shot Peening*. In: H. O. Fuchs (ed.), Proceedings of the Second International Conference on Shot Peening ICSP-2, Chicago, USA, 1984
- [81] A. Wick et al.: *Effect of Shot Peening Parameters on the Surface Characteristics of differently Heat Treated AISI 4140*. In: A. Nakonieczny (ed.), Shot Peening Present & Future, The 7th International Conference on Shot Peening, Warsaw, Poland, 1999
- [82] J. T. Cammett: *The Effect of Shot Peening on Residual Stress, Cold Work and Fatigue in a Nickel-Base Alloy*. In: V. Schulze (ed.), A. Niku-Lari (ed.), Shot Peening and other Mechanical Surface Treatments, Proceedings of the 9th ICSP, Paris, September 2005
- [83] M. Y. Abyaneh: *Fundamental Aspects of Shot Peening Coverage Control Part One, Two and Three*. In: J. Champaigne (ed.), Proceedings of the 6th International Conference on Shot Peening, San Francisco, USA, 1996
- [84] Y. Watanabe, N. Hasegawa: *Simulation of Residual Stress Distribution on Shot Peening*. In: J. Champaigne (ed.), Proceedings of the 6th International Conference on Shot Peening, San Francisco, USA, 1996

- [85] R. Fathallah, G. Inglebert, L. Castex: *Modelling on Shot Peening Residual Stresses and Plastic Deformation Induced in Matallic Parts*. In: J. Champaigne (ed.), Proceedings of the 6th International Conference on Shot Peening, San Francisco, USA, 1996
- [86] Y. Le Guernic, J. S. Eckersley: *Peenstress Software Selects Shot Peening Parameters*. In: J. Champaigne (ed.), Proceedings of the 6th International Conference on Shot Peening, San Francisco, USA, 1996
- [87] H. Chardin, S. Slim, G. Inglebert: *Modelling the Influence of the Shot Size Dispersion on the Evolution of the Residual Stress Profiles vs. Time in Shot Peening*. In: J. Champaigne (ed.), Proceedings of the 6th International Conference on Shot Peening, San Francisco, USA, 1996
- [88] M. T. Khabou, L. Castex, G. Inglebert: *The Effect of Material Behaviour Law on the Theoretical Shot Peening Results*. European Journal of Mechanics, A/Solids, Vol. 9, No. 6, Gauthier-Villars, 1990
- [89] D. Kirk, M.Y. Abyaneh: *Theoretical Basis of Shot Peening Coverage Control*. In: D. Kirk, Proceedings of the 5th International Conference on Shot Peening, Oxford, GB, 1993
- [90] V. Schulze: *Stabilty of Surface Changes Induced by Mechanical Surface Treatment*. In: V. Schulze (ed.), A. Niku-Lari (ed.), Shot Peening and other Mechanical Surface Treatments, Proceedings of the 9th ICSP, Paris, September 2005
- [91] S. T. S. Al-Hassani et al.: *Numerical Simulation of Multiple Shot Impact*. In: A. Nakonieczny (ed.), Shot Peening Present & Future, The 7th International Conference on Shot Peening, Warsaw, Poland, 1999
- [92] S. Kyriacou: *Shot-Peening Mechanics, a Theoretical Study*. In: J. Champaigne (ed.), Proceedings of the 6th International Conference on Shot Peening, San Francisco, USA, 1996
- [93] M. Mellegard: *Simulation of Shot Peening*. Master's Thesis, Department of Applied Physics and Mechanical Engineering, Lulea University of Technologie, 2002
- [94] A. Levers, A. Prior: *Finite Element Simulation of Shot Peening*. The Shot Peener, Volume 9, Issue 3, 1995, p. 14-16
- [95] http://www.walther-trowal.de/www_trowal/home_1_1_4_f.htm, Stand März 2007
- [96] Fa. Sonats Verfahrensbeschreibungen sowie diverse Aussagen von Mitarbeitern, Carquefou Cedex, France, 2003-2007
- [97] Verfahrensnorm Kugelstrahlen MTU Aero Engines, 2007
- [98] Broschüre *Einführung in die Piezomechanik*, Piezomechanik GmbH, Stand September 2003, <http://www.piezomechanik.com/de/home/products/index.html>
- [99] Broschüre: *Einführung in die Piezomechanik*. Piezomechanik GmbH, <http://www.piezomechanik.com/de/home/products/index.html>, Stand März 2006

- [100] Dr. Hielscher, persönliche Aussagen sowie schriftlicher Kontakt, Hilscher Ultrasonics GmbH, Stuttgart
- [101] J. M. Duchazeaubeneix: *Stressonic Shot Peening (Ultrasonic Process)*. In: A. Nakonieczny (ed.), *Shot Peening Present & Future, The 7th International Conference on Shot Peening*, Warsaw, Poland, 1999
- [102] K. Hattori, Y. Watanabe, J. M. Duchazeaubeneix: *Effect of Ultrasonic Shot Peening on Fatigue Strength of High Strength Steel*. In: L. Wagner (ed.), *Shot Peening, Proceedings of the 8th ICSP*, Garmisch-Partenkirchen, September 2002
- [103] Y. Watanabe et al.: *Effect of Ultrasonic Shot Peening on Fatigue Strength of High Strength Steel*. In: L. Wagner (ed.), *Shot Peening, Proceedings of the 8th ICSP*, Garmisch-Partenkirchen, September 2002
- [104] H. Tomaszewski et al.: *Modification of alumina ceramics properties by Stressonic® shot peening*. Materials Science Forum, Vols. 490-491, pp. 509-514, 2005
- [105] H. Chardin et al.: *Superficial Densification of P/M Parts Using Ultrasonic Shot-Peening*. The International Journal of Powder Metallurgy, Vol. 32, No. 2, 1996
- [106] H. Chardin: *Random Approach to Peening Coverage in Ultrasonic Shot-Peening*. Materials and Manufacturing Processes, Vol. 10, No. 5, pp. 1101-1106, 1995
- [107] V. O. Abramov et al.: *Surface hardening of metals by ultrasonic accelerated small metal balls*. Ultrasonics 36, pp. 1013-1019, Elsevier Science B.V., 1998
- [108] A. Benrabah, C. Langlade, A.B. Vannes: *Residual stresses and fretting fatigue*. Wear 224, pp. 267-273, Elsevier Science S.A., 1999
- [109] Y. M. Xing, J. Lu: *An experimental study of residual stress induced by ultrasonic shot peening*. Journal of Materials Processing Technology 152, pp. 56-61, 2004
- [110] C. Pilé et al.: *Generation of Extremely High Stress Levels in a TiAl Based Alloy*. 6th European Conference on Residual Stresses, Coimbra, Portugal, 2002
- [111] C. Pilé et al.: *Effect of Very High Stress Levels on the Fatigue Life of a TiAl Based Alloy*. Materials Science Forum, Vols. 418-423, pp. 509-514, 2005
- [112] F. Cochenec et al.: *Analysis of the impact of a shot at low velocity using the finite element method. Application to the ultrasonic shot-peening process*. Materials Science Forum, Vols. 524-525, pp. 337-342, 2006
- [113] D. Kirk: *Evolution of Shot Peening Experimental Techniques*. In: V. Schulze, A. Niku-Lari, *Shot Peening and other Mechanical Surface Treatments, Proceedings of the 9th ICSP*, Paris, September 2005
- [114] I. Crössmann: *Einfluss von Ultraschall-Kugelstrahlen auf die Oberflächenrandzone und die Ermüdungseigenschaften von Ti6Al4V im Vergleich zu konventionellem Stahlkugelstrahlen*. Dissertation, TU Clausthal, 2007

-
- [115] P. Strigens: *Zum Einfluss der Oberflächenverfestigung auf die Dauerschwingfestigkeit von Stählen*, Dr.-Ing. Dissertation, TH Darmstadt, 1971
- [116] G. Gommel: *Stoßuntersuchungen Stahlkugel-Stahlplatte im Zusammenhang mit Strahlmittelzertrümmerung und Strahlmittelsverschleiß*. Dissertation Technische Hochschule Stuttgart, 1965
- [117] D. Kirk: *Prediction and Control of Indent Diameter*. The Shot Peener, Volume 18, Issue 2, pp. 18-21, 2004
- [118] C. Pilé et al.: *Modelling of the Ultrasonic Shot Peening Process*. Materials Science Forum, Vol 490-491, 2005, p. 67-72

Liste aller Patente bzw. Patentanmeldungen

Titel: Vorrichtung und Verfahren zum Oberflächenstrahlen eines Bauteils

Anmeldung DE

Amtliches Aktenzeichen 102008011243.7 Anmeldetag 14.02.2008

Titel: Kugelstrahlvorrichtung

Anmeldung DE

Amtliches Aktenzeichen 102007057929.4 Anmeldetag 01.12.2007

Titel: Verfahren und Strahlmittel zum Oberflächenstrahlen

Anmeldung WO

Amtliches Aktenzeichen PCT/DE2008/000302 Anmeldetag 20.02.2008

Anmeldung DE

Amtliches Aktenzeichen 102007009471.1 Anmeldetag 27.02.2007

Titel: Verfahren und Vorrichtung zum Oberflächenstrahlen

Anmeldung DE

Amtliches Aktenzeichen 102007009470.3 Anmeldetag 27.02.2007

Titel: Vorrichtung und Verfahren zum Oberflächenstrahlen eines Rotors einer Gasturbine

Anmeldung WO

Amtliches Aktenzeichen PCT/DE2007/002200 Anmeldetag 05.12.2007

Anmeldung DE

Amtliches Aktenzeichen 102006058674.3 Anmeldetag 13.12.2006

Titel: Vorrichtung und Verfahren zum Oberflächenstrahlen eines Bauteils einer Gasturbine

Anmeldung WO

Amtliches Aktenzeichen PCT/DE2007/002198 Anmeldetag 05.12.2007

Anmeldung DE

Amtliches Aktenzeichen 102006058675.1 Anmeldetag 13.12.2006

Titel: Verfahren und Vorrichtung zur Verbesserung der Verschleißigenschaften des Bauteils einer Gasturbine

Anmeldung WO

Amtliches Aktenzeichen PCT/DE2007/002197 Anmeldetag 05.12.2007

Anmeldung DE

Amtliches Aktenzeichen 102006058677.8 Anmeldetag 13.12.2006

Titel: Verfahren und Vorrichtung zum Oberflächenstrahlen eines Teilelements eines Bauteils einer Gasturbine

Anmeldung WO

Amtliches Aktenzeichen PCT/DE2007/002196 Anmeldetag 05.12.2007

Anmeldung DE

Amtliches Aktenzeichen 102006058678.6 Anmeldetag 13.12.2006

Titel: Deckelement für eine Sonotrode und Strahlkammeranordnung zum Oberflächenstrahlen von Bauteilen

Anmeldung DE

Amtliches Aktenzeichen 102006036519.4

Anmeldetag 04.08.2006

Titel: Verfahren zum Oberflächenstrahlen eines Bauteils

Anmeldung WO

Amtliches Aktenzeichen PCT/DE2007/000792

Anmeldetag 03.05.2007

Anmeldung DE

Amtliches Aktenzeichen 102006021223.1

Anmeldetag 06.05.2006

Titel: Strahlkammer zum Oberflächenstrahlen, insbesondere zum Ultraschall-Kugelstrahlen von Gasturbinen-Bauteilen

Anmeldung WO

Amtliches Aktenzeichen PCT/DE2007/000283

Anmeldetag 15.02.2007

Anmeldung DE

Amtliches Aktenzeichen 102006008210.9

Anmeldetag 22.02.2006

Titel: Sonotrode insbesondere zum Beschleunigen von Kugeln zum Ultraschall-Kugelstrahlen

Anmeldung WO

Amtliches Aktenzeichen PCT/DE2007/000362

Anmeldetag 27.02.2007

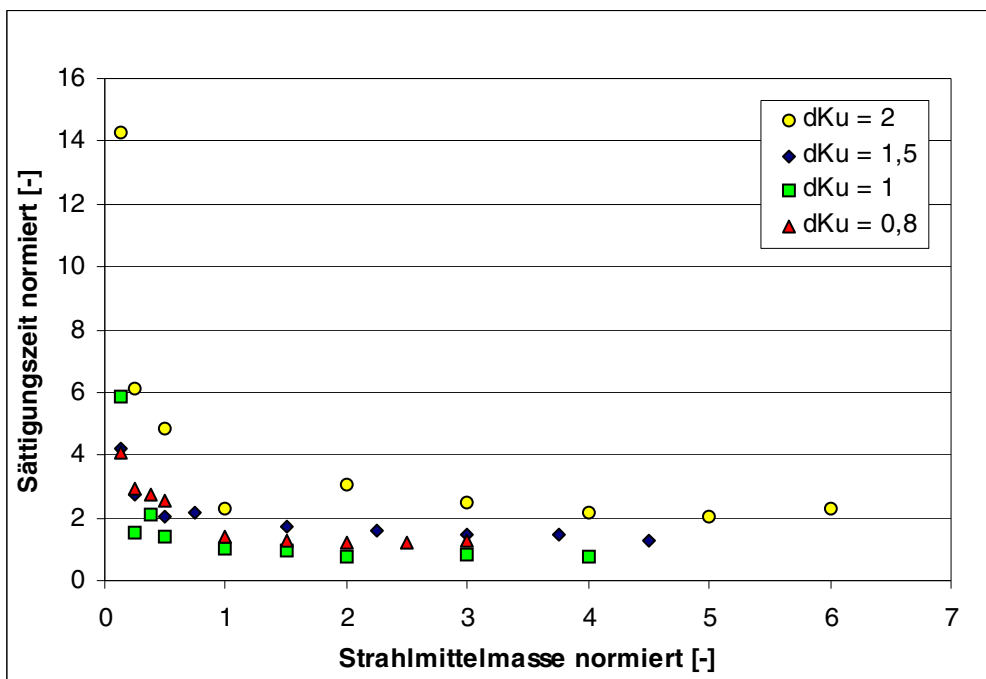
Anmeldung DE

Amtliches Aktenzeichen 102006010880.9

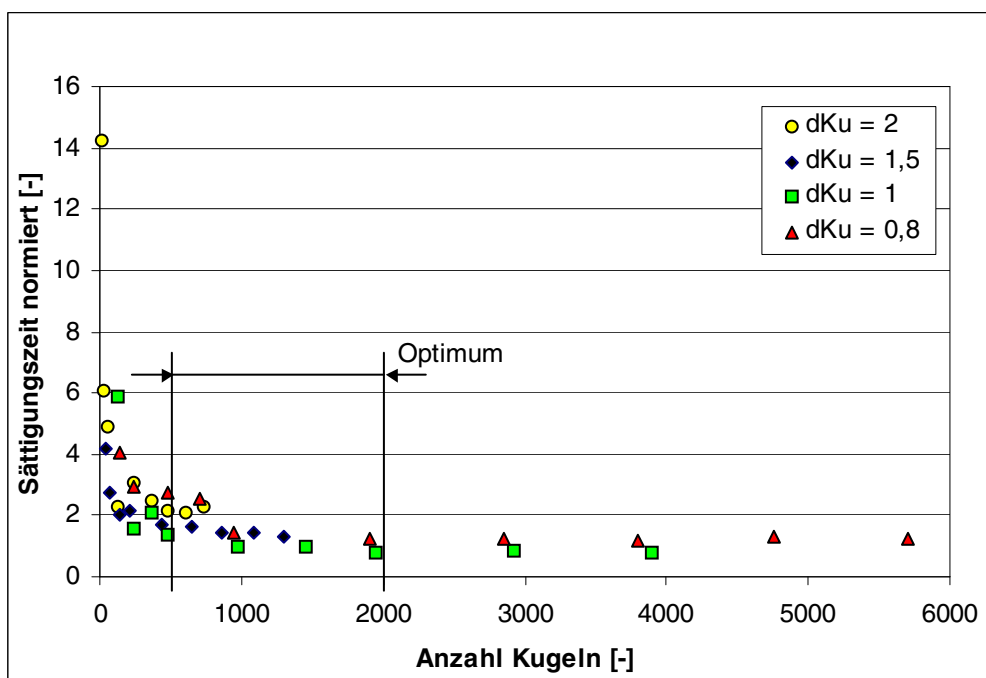
Anmeldetag 09.03.2006

II. Anhang

Zu Kapitel 3.3.2 Einfluss der Strahlmittelmenge

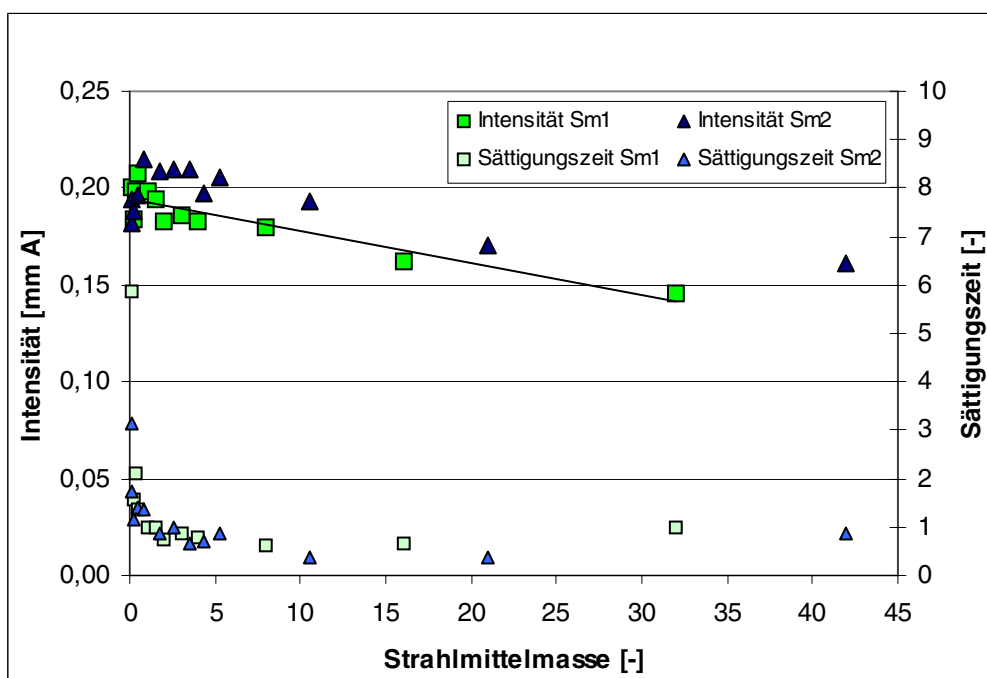


Anhang Abb. 1: Sättigungszeiten bei Variation der Strahlmittelmenge für alle verwendeten Kugeldurchmesser von Strahlmittel 1

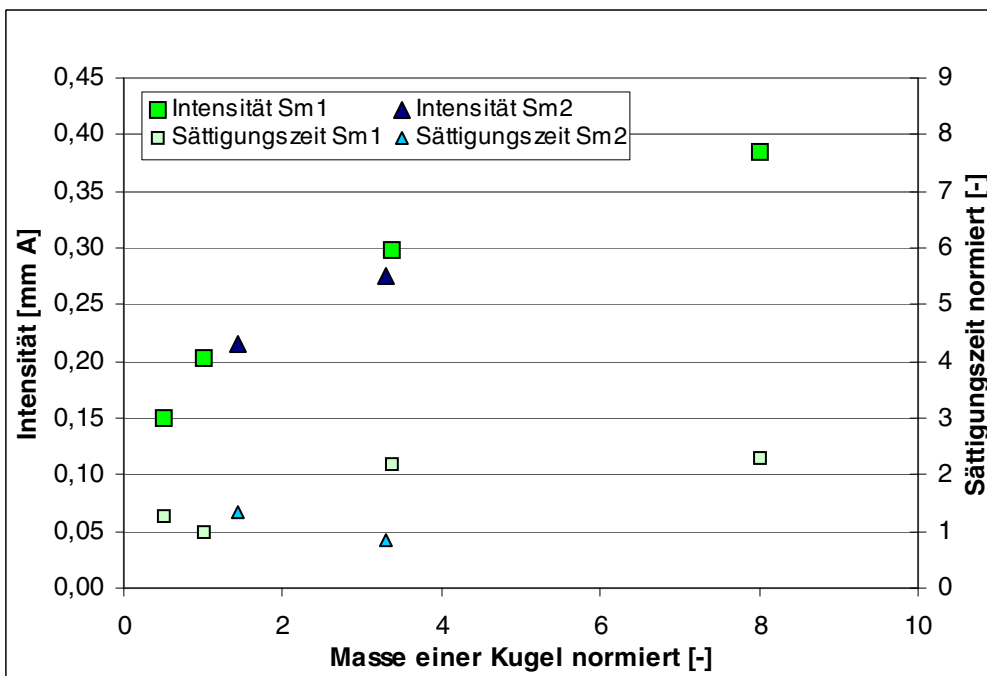


Anhang Abb. 2: Sättigungszeiten aufgetragen über die Kugelanzahl für alle verwendeten Kugeldurchmesser von Strahlmittel 1

Zu Kapitel 3.3.3 Einfluss des Strahlmittelmaterials

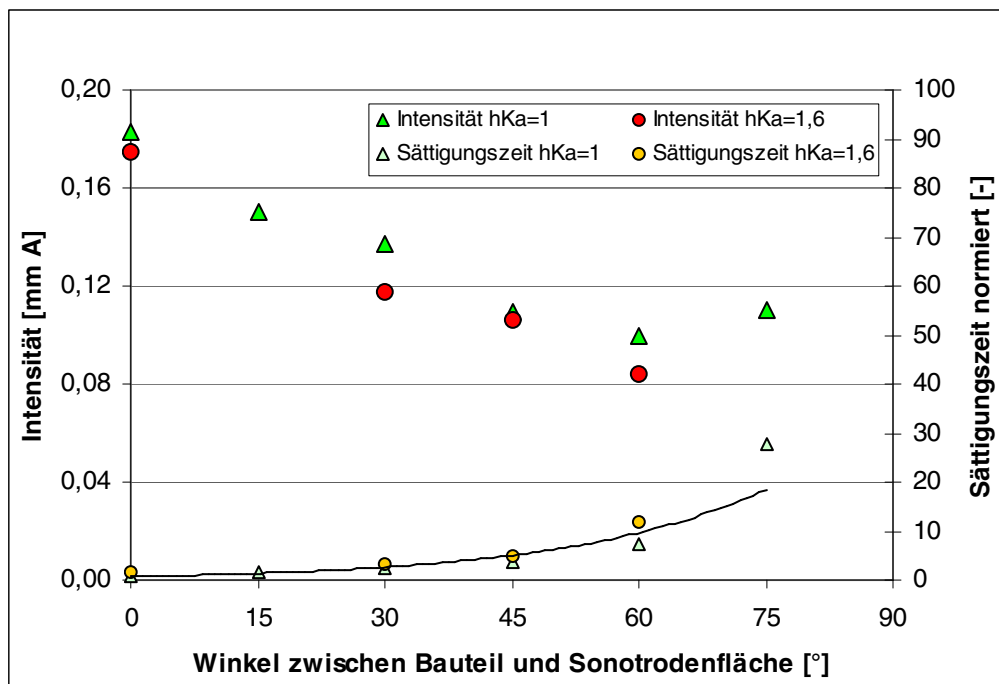


Anhang Abb. 3: Intensitäts- und Sättigungszeitenvergleich über das gesamte betrachtete Spektrum der Strahlmittelmenge - Vergleichende Betrachtung bei Verwendung von Strahlmittel 1 und 2 (Dichte- und Härteunterschied)



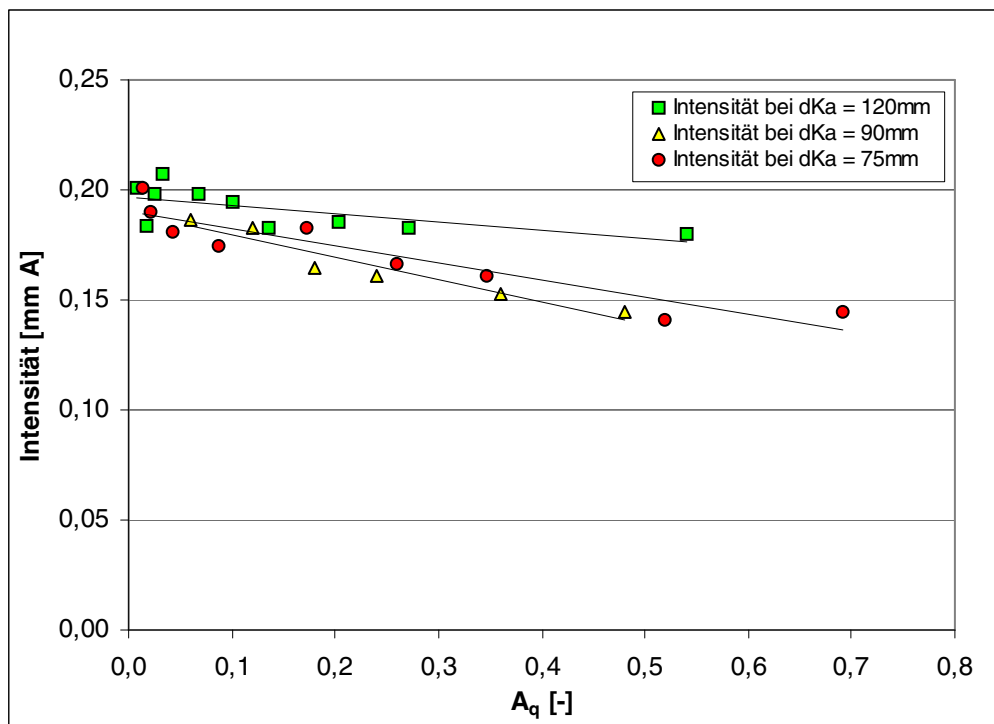
Anhang Abb. 4: Intensität (bei Standardstrahlmittelmenge) und Sättigungszeit beider Strahlmitteltypen aufgetragen über der Masse eines Einzelpartikels.

Zu Kapitel 3.3.8 Einfluss der Ausrichtung der Almenprobe zur Sonotrodenoberfläche

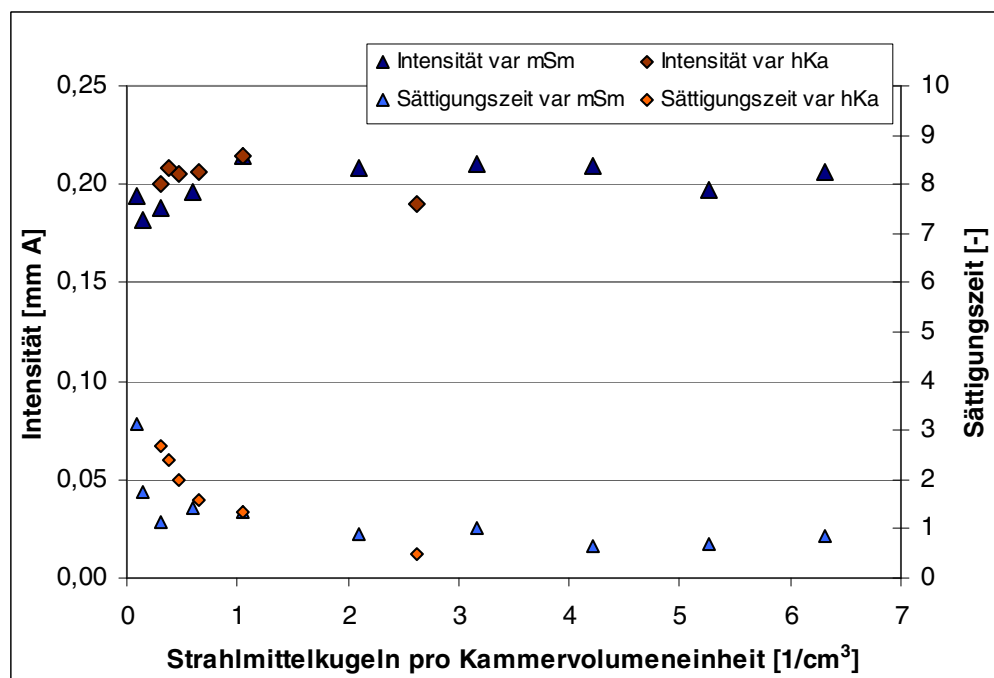


Anhang Abb. 5: Einfluss des Bauteilwinkels auf Intensität und Sättigungszeit bei $m_{sm} = 4$ und Veränderung des Bauteilabstandes von $h_{Ka} = 1$ auf $h_{Ka} = 1,6$; Strahlmittel 1 mit $d_{Ku,St} = 1$

Zu Auswertung der Untersuchungsergebnisse Kapitel 3.4.1 Strahlintensität



Anhang Abb. 6: Intensität aufgetragen über dem Flächenquotienten bei unterschiedlichen Kammerdurchmessern



Anhang Abb. 7: Intensität und Sättigungszeit bei Strahlmittelmengen- (var m_{Sm}) und Kammerhöhenvariation (var h_{Ka}); Strahlmittel 2; $d_{Ku} = 0,91$; $0,07 \leq m_{Sm} \leq 5,25$; $0,4 \leq h_{Ka} \leq 3,4$

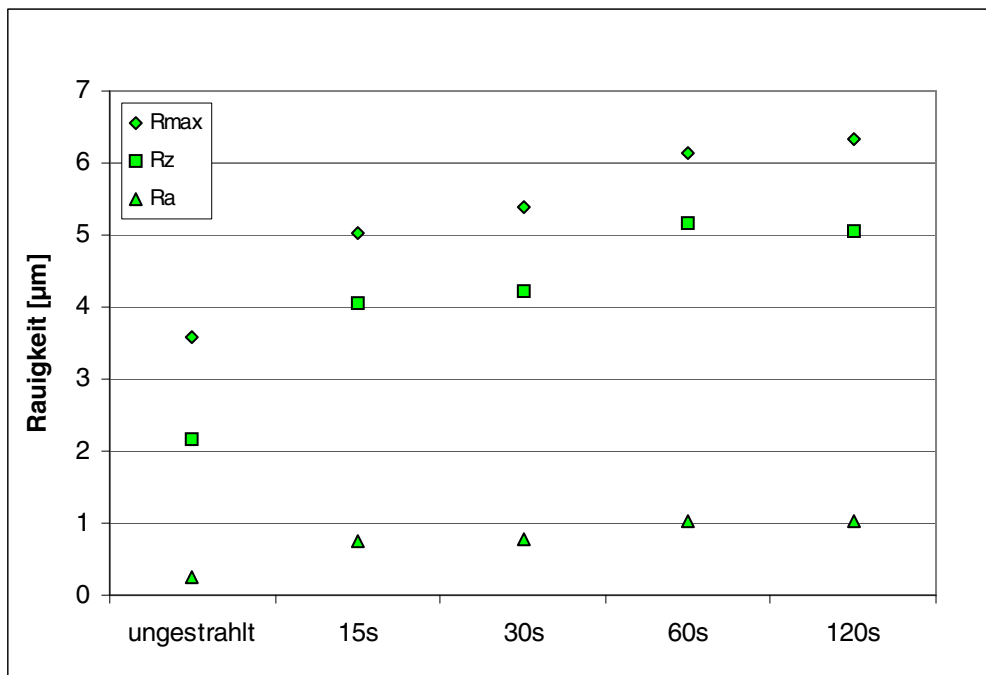
Zu Kapitel 4.1 Bestimmung der Oberflächenrauheit

Bestimmung der Rautiefen an Titanproben

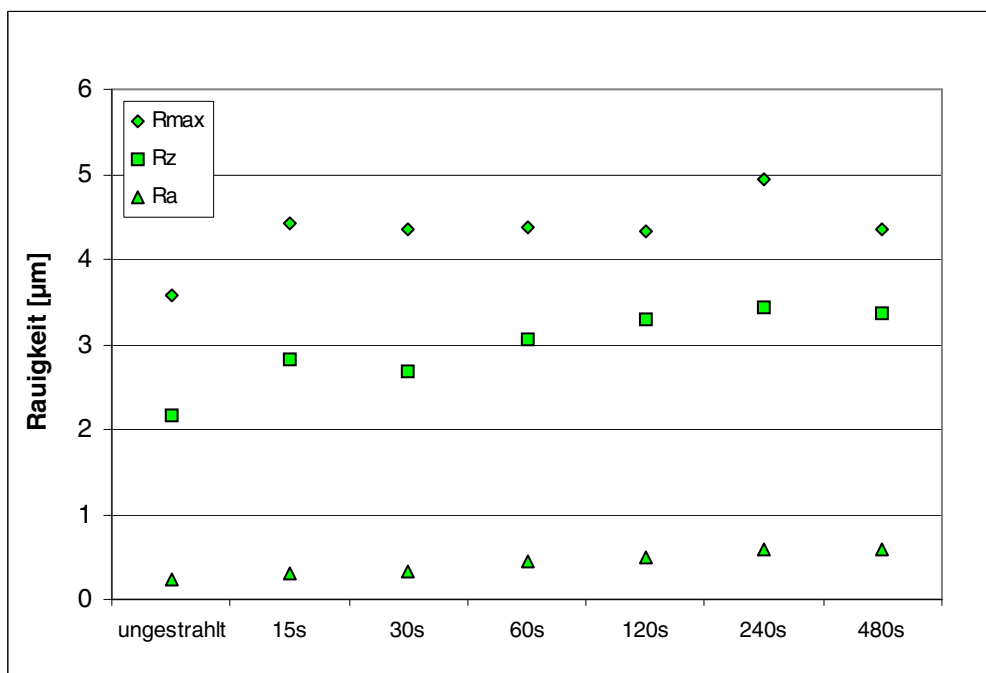
Ergänzend zu den Untersuchungen an den Almenproben wurde die Rautiefenentwicklung an Titanproben bei zunehmender Strahlzeit bestimmt. Dazu wurden speziell angefertigte Ti6Al4V-Proben mit den Abmaßen eines Almenplättchens entweder parallel oder mit 45° Anwinkelung zur Sonotrode in der Strahlkammer platziert und gestrahlt. Die Strahlzeit wurde solange erhöht, bis 100% Bedeckung auf dem Bauteil erreicht waren. Als Strahlmittel wurden folgende Materialien und Durchmesser verwendet: Strahlmittel 1 mit $d_{Ku,St} = 1$, sowie Strahlmittel 2 mit $d_{Ku} = 0,91$. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen (Anhang Tabelle 1) sind in Anhang Abb. 8 bis Anhang Abb. 11 graphisch dargestellt. Die Rautiefenmesswerte setzen sich aus jeweils 10 Einzelmessungen an einer Probe in Längs- und Querrichtung zusammen und stellen den gemittelten Wert dar. Stichprobenartige Untersuchungen der Rautiefen durch zusätzlichen Messungen an einem konfokalen Weißlichtmikroskop zeigen sehr gute Übereinstimmung (Anhang Abb. 16 bis Anhang Abb. 18).

	0 s	15 s	30 s	60 s	120 s	240 s	480 s
Ungestrahlt Rz	2,16						
Ra	0,24						
Sm1 $d_{Ku} = 1$ Rz		4,06	4,23	5,17	5,05		
Ra		0,75	0,78	1,02	1,02		
Sm2 $d_{Ku} = 0,91$ Rz		4,70	4,93	6,32	6,31		
Ra		0,86	0,94	1,27	1,27		
Sm1 $d_{Ku} = 1 \alpha = 45^\circ$ Rz		2,83	2,68	3,06	3,30	3,44	3,37
Ra		0,31	0,32	0,44	0,49	0,58	0,58
Sm1 $d_{Ku} = 2 \alpha = 45^\circ$ Rz		2,81	2,61	3,33	3,85	4,26	4,34
Ra		0,32	0,32	0,50	0,60	0,81	0,83

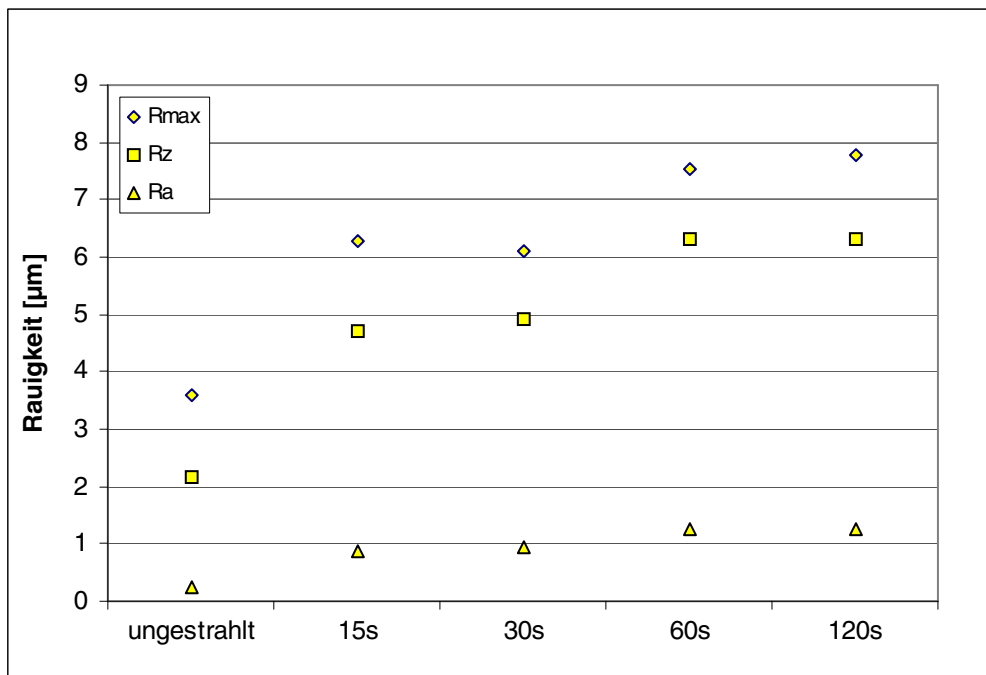
Anhang Tabelle 1: Rauheitsmesswerte der Titan-Probenbleche nach der angegebenen Strahlzeit; weitere Strahlparameter: Strahlmittelmenge $m_{sm} = 1$, Kammerdurchmesser $d_{Ka} = 120$ mm, Abstand Sonotrode zur Probe $h_{Ka} = 1$, Amplitude $\hat{a} = 1$



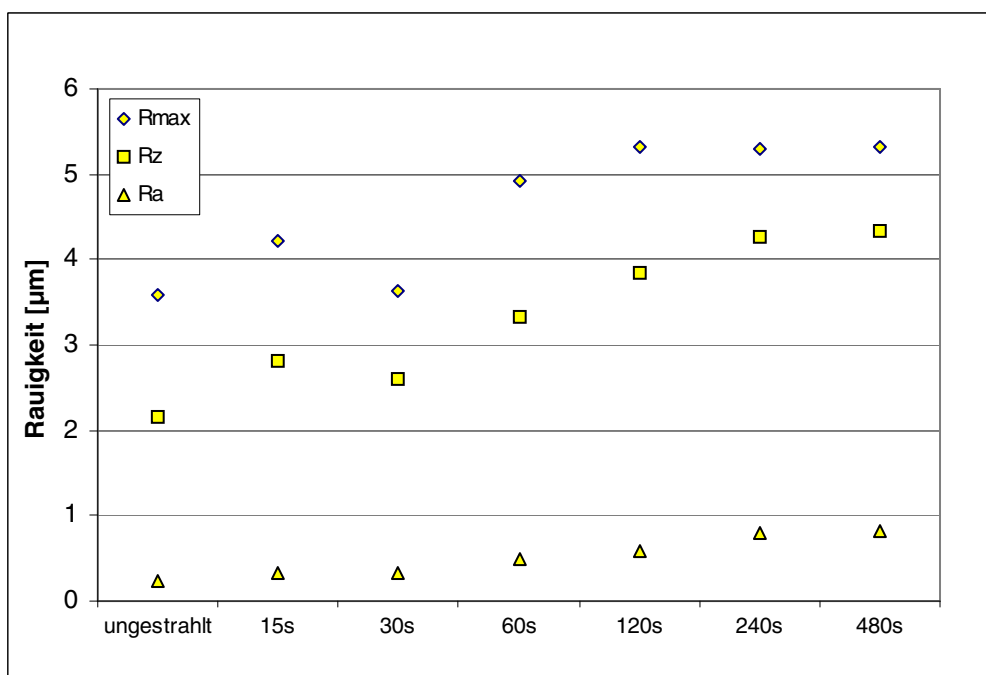
Anhang Abb. 8: Ti6Al4V-Bleche mit Standardparametern gestrahlt ($I = 0,20 \text{ mm A}$)



Anhang Abb. 9: Ti6Al4V-Bleche gestrahlt mit Standardparametern bei einer Bauteilanwinkelung von $\alpha = 45^\circ$ ($I = 0,14 \text{ mm A}$)

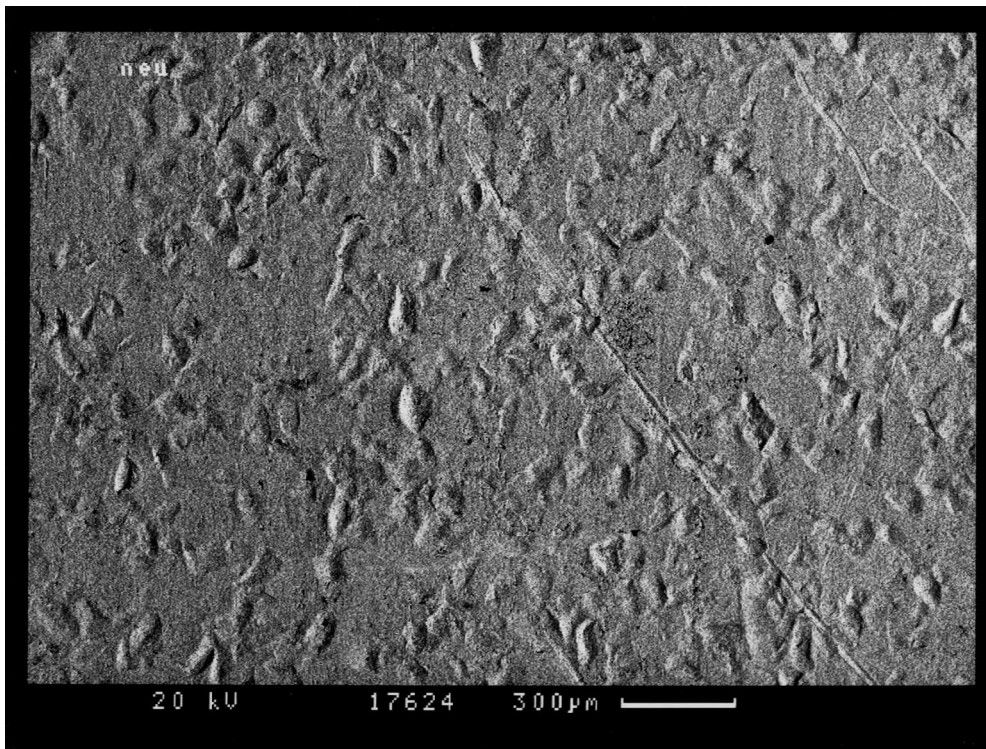


Anhang Abb. 10: Ti6Al4V-Bleche mit Standardparametern, aber Strahlmittel 2 mit $d_{Ku} = 0,91$ gestrahlt ($I = 0,21$ mm A)

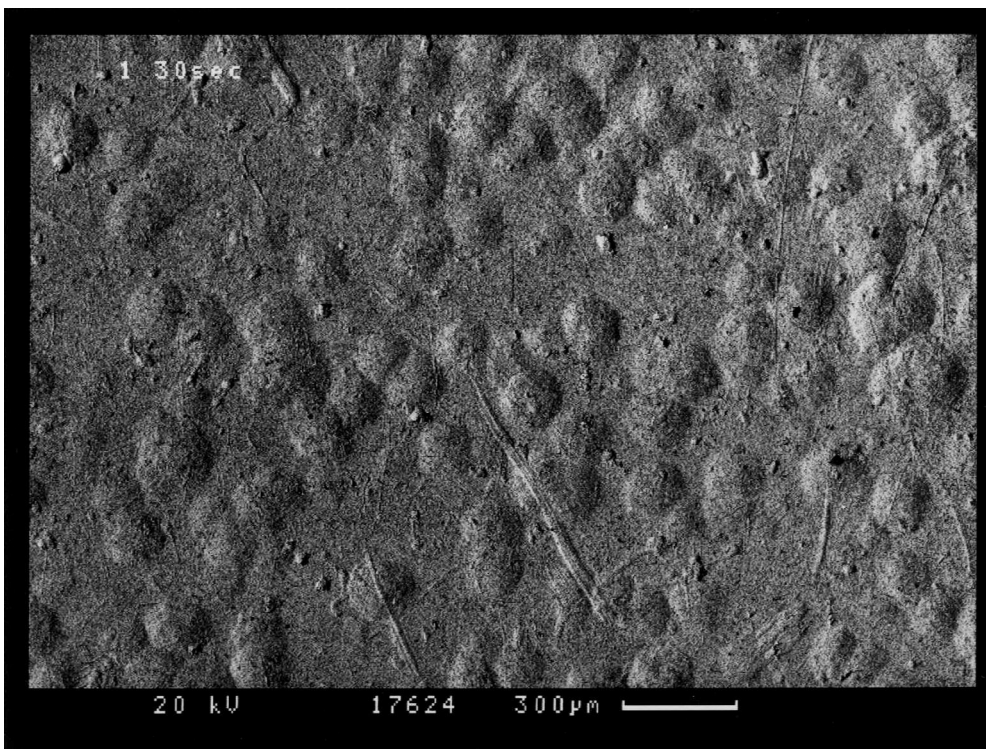


Anhang Abb. 11: Ti6Al4V-Bleche gestrahlt mit Standardparametern, jedoch mit Strahlmittel 2, $d_{Ku} = 0,91$ und Bauteilanwinklung von $\alpha = 45^\circ$ ($I = 0,13$ mm A)

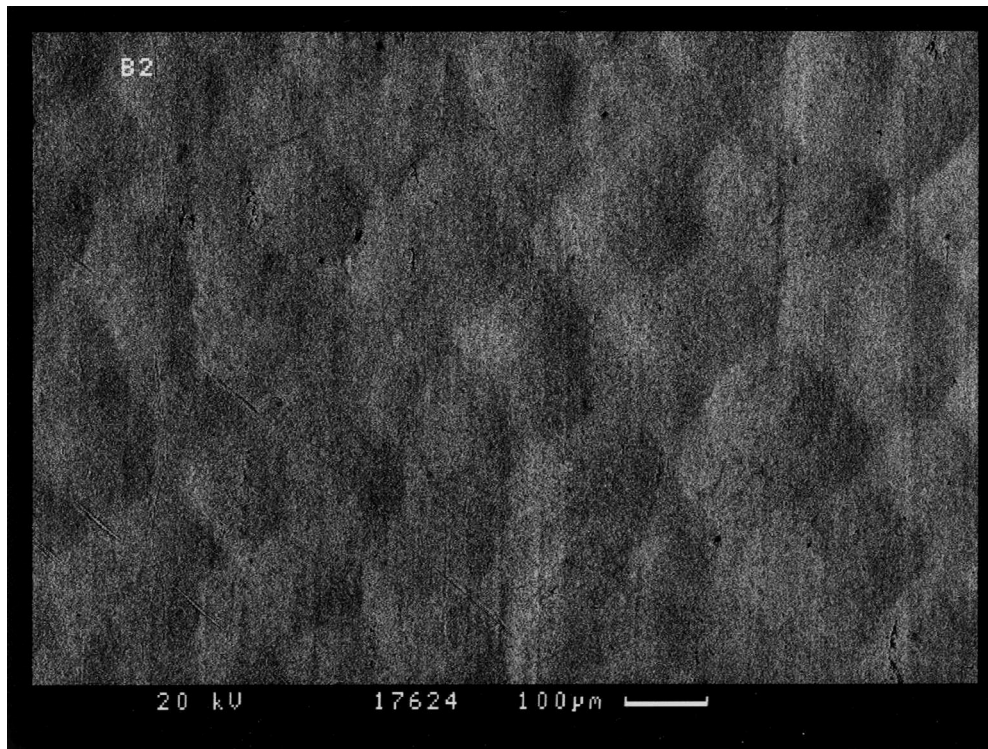
Die sich nach dem Kugelstrahlen der Titanproben einstellenden Oberflächenrauheiten zeigen, dass durch den vergleichsweise geringeren Durchmesser der Kugeln des Strahlmittels 2 eine leichte Erhöhung der mittleren Rautiefe um circa 1 µm messbar ist. Dies deckt sich mit den Ergebnissen beim Ultraschallkugelstrahlen von den Almenproben.



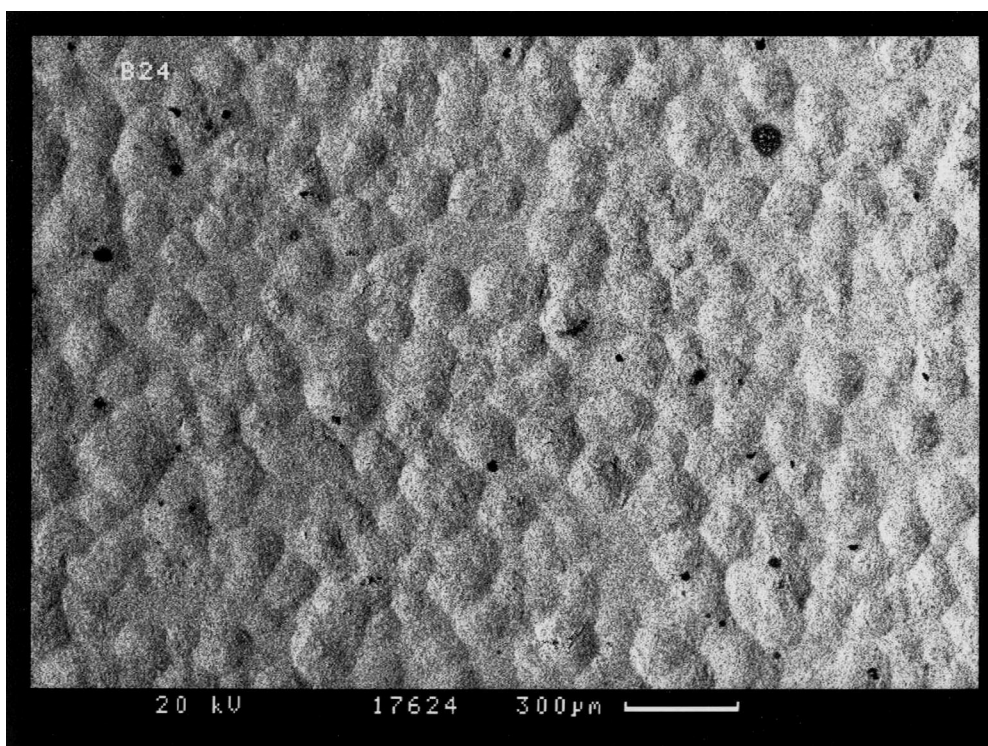
Anhang Abb. 12: Almenprobe ultraschallkugelgestrahlt mit unverrundetem Stahldrahtkorn $d_{Ku,N} = 0,8$



Anhang Abb. 13: Almenprobe ultraschallkugelgestrahlt mit Strahlmittel 1 $d_{Ku,St} = 1$ bei nicht vollständiger Bedeckung. Deutlich sind einzelne, gut messbare Kugelkrater zu erkennen.



Anhang Abb. 14: Almenprobe ultraschallkugelgestrahlt mit Strahlmittel 1 $d_{Ku} = 1$ bei 100 % Bedeckung ($T1 \approx 1$). Kraterdurchmesserbestimmung erfolgt nur an gut sichtbaren runden Kugeleinschlägen.



Anhang Abb. 15: Almenprobe ultraschallkugelgestrahlt mit Strahlmittel 2 $d_{Ku} = 0,91$ und $m_{Sm} = 5,25$ bei annähernd 98%-iger Bedeckung nach $T1 \approx 1$

**Parameter über die Profilserien Oberfläche_Ti64
in eine Serie umgewandelt
(449 Nord-Süd-Profile herausgezogen)
Die Serie enthält 449 Profile.**

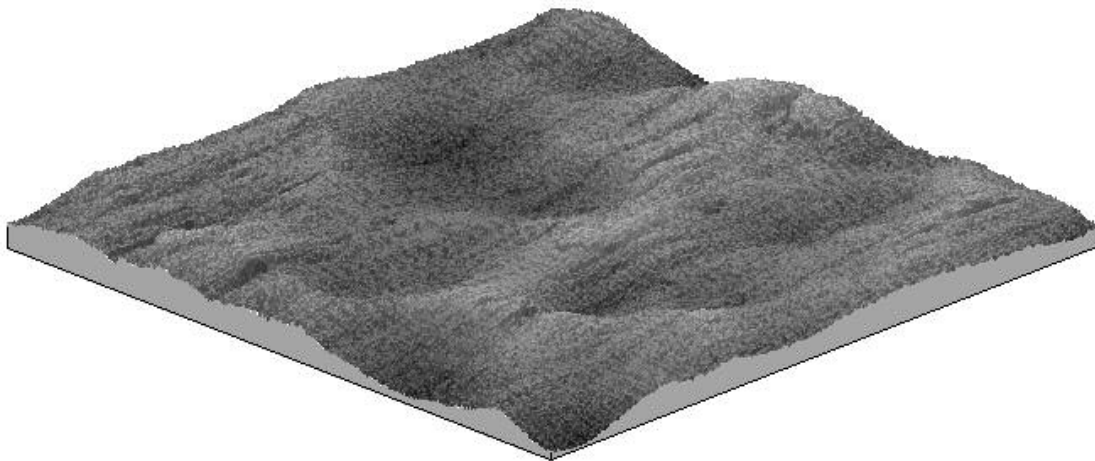
- * Parameter kalkuliert durch die ersten 5 Basislängen.
- * Eine Mikrorauheitsfilterung ist benutzt, mit einem Cut-Off von 2.5 μm .

Rauheits-Parameter, Gauss-Filter, 0.8 mm

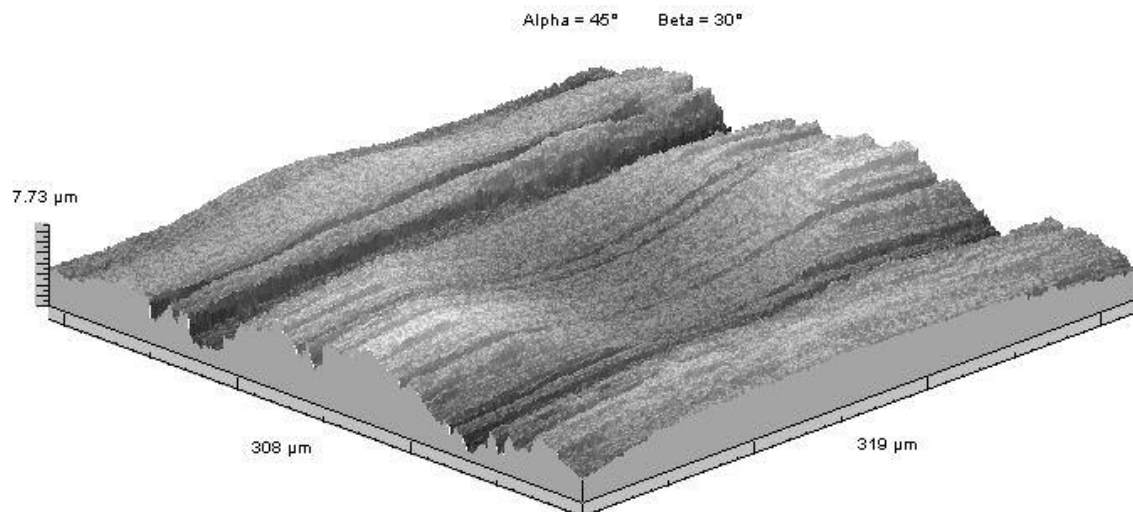
Rt = 4.18 μm +/- 0.495 μm
Min: 3.23 μm / Max: 5.94 μm
Rt: Gesamte Höhe des Rauheitsprofils.

Ra = 0.625 μm +/- 0.0792 μm
Min: 0.422 μm / Max: 0.749 μm
Ra: Arithmetische Durchschnittsabweichung des Rauheitsprofils.

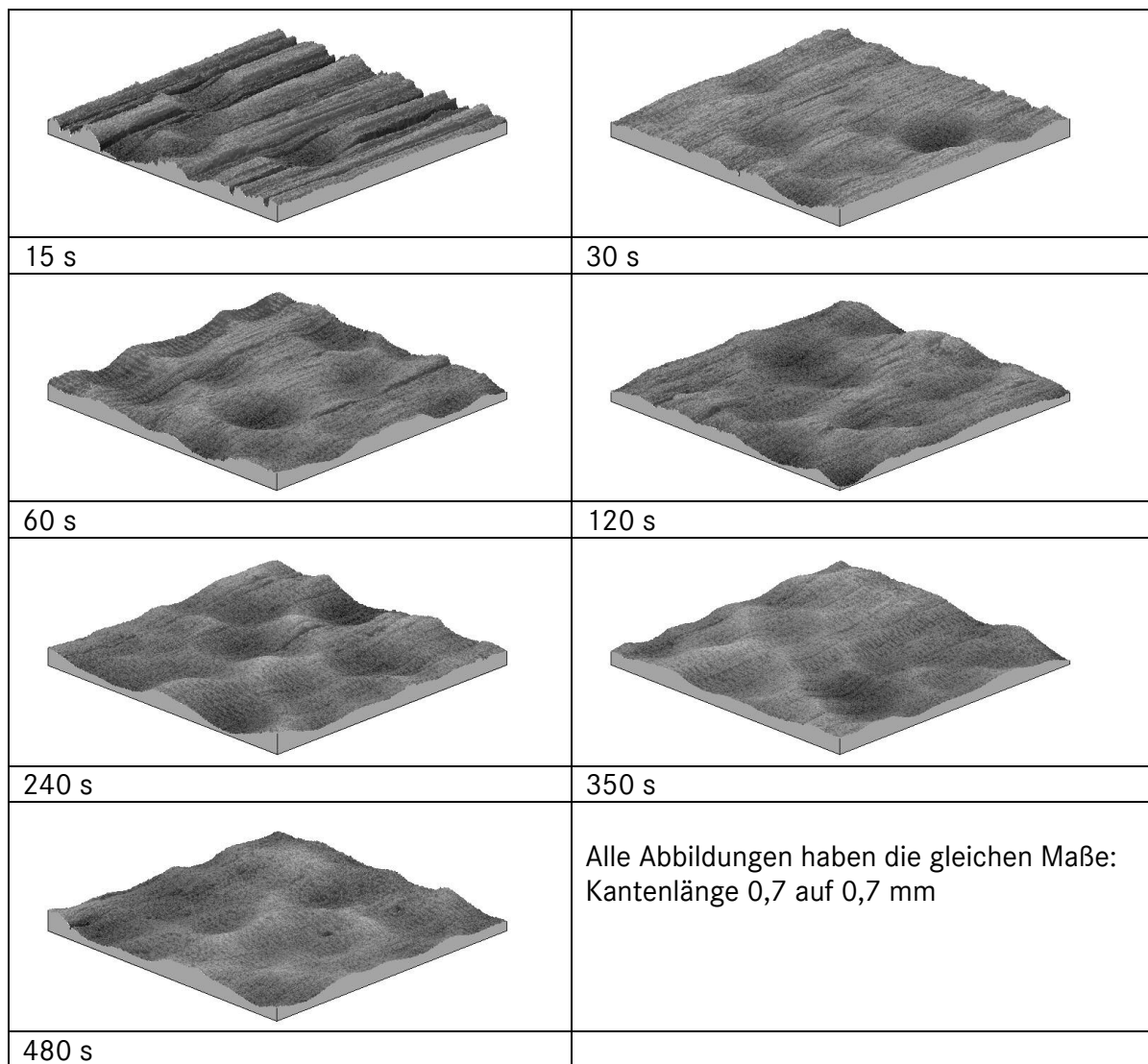
Rz = 3.4 μm +/- 0.393 μm
Min: 2.5 μm / Max: 4.32 μm
Rz: Maximale Höhe des Rauheitsprofils.



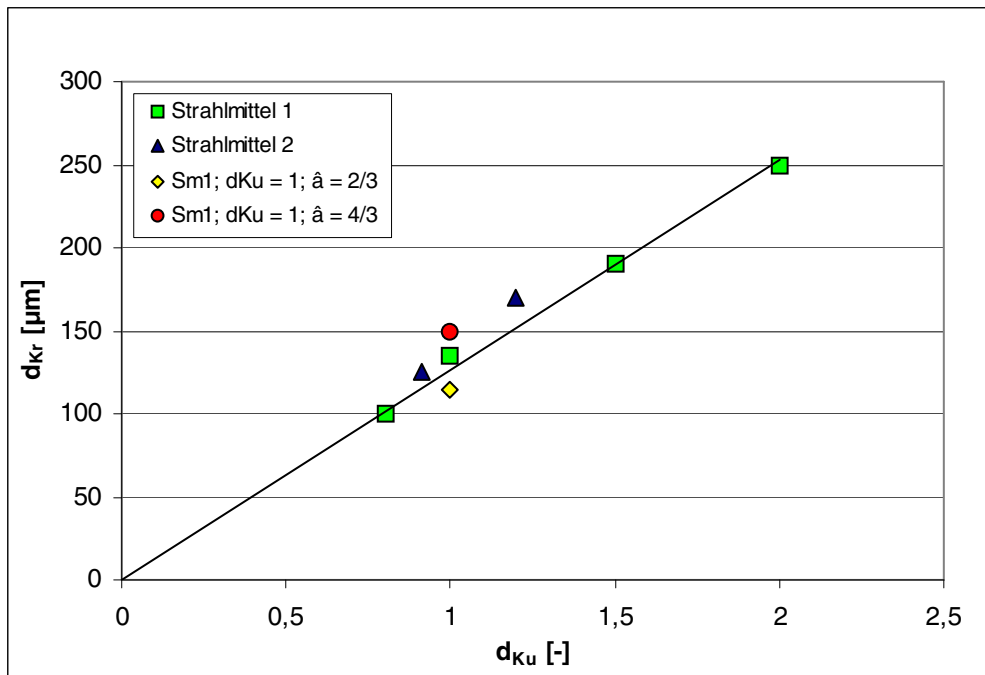
Anhang Abb. 16: Beispielhafte Darstellung der Messergebnisse eines konfokalen Weißlichtmikroskops nach der Auswertung des Rautiefenprofils an einer mit den Standardparametern gestrahlten Ti6Al4V-Probe ($T_1 \approx 1$)



Anhang Abb. 17: Gonioskopische Betrachtung einer Titanprobe nach $t = 15$ s Strahldauer mit Bemaßung des Messfeldes für die Rautiefenmessung

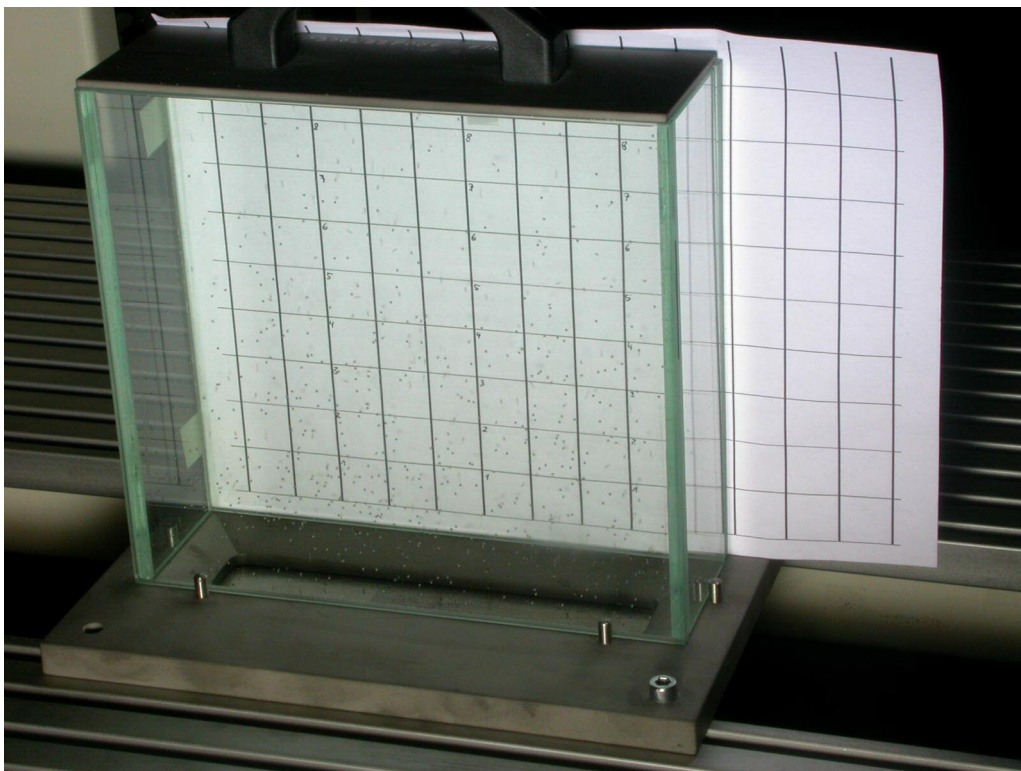


Anhang Abb. 18: Entwicklung der Kugelkraterbedeckung auf Ti6AlV4-Proben nach unterschiedlichen Strahlzeiten; In Bild 1 sind Schleifriefen von der Herstellung der Titanprobe zu sehen. Die anderen Proben wiesen dagegen deutlich weniger Bearbeitungsspuren auf.



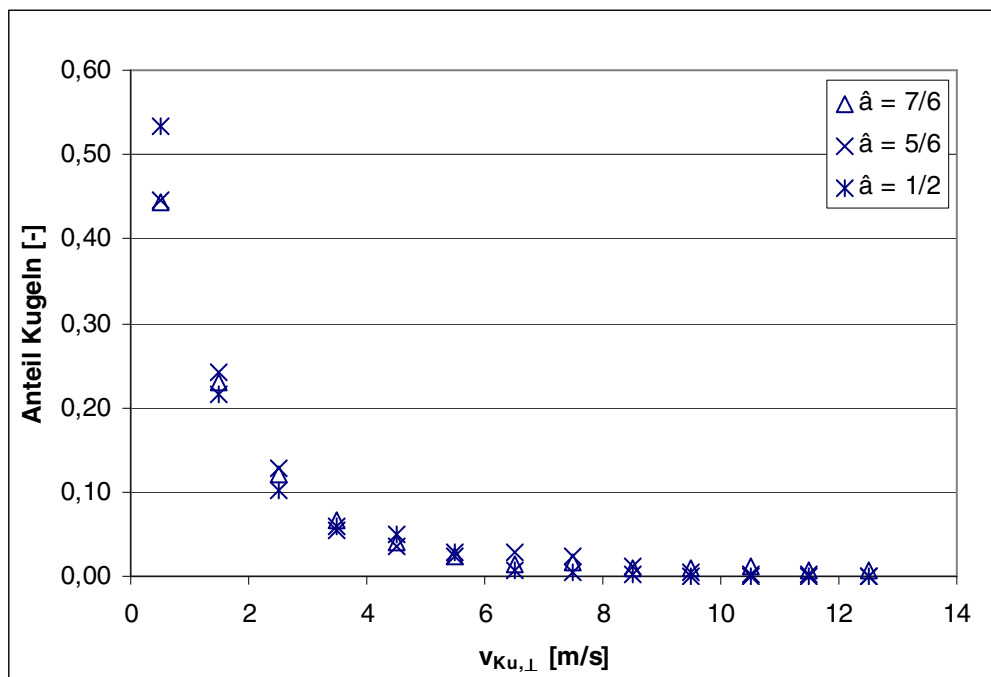
Anhang Abb. 19: Mittlerer Einschlagdurchmesser aufgetragen über dem normierten Kugeldurchmesser bei Veränderung von Strahlmittelmaterial und Strahlmitteldurchmesser, sowie Schwingungsamplitude

Zu Kapitel 5.2 Versuchsaufbau und Parametereinstellungen bei den Aufnahmen

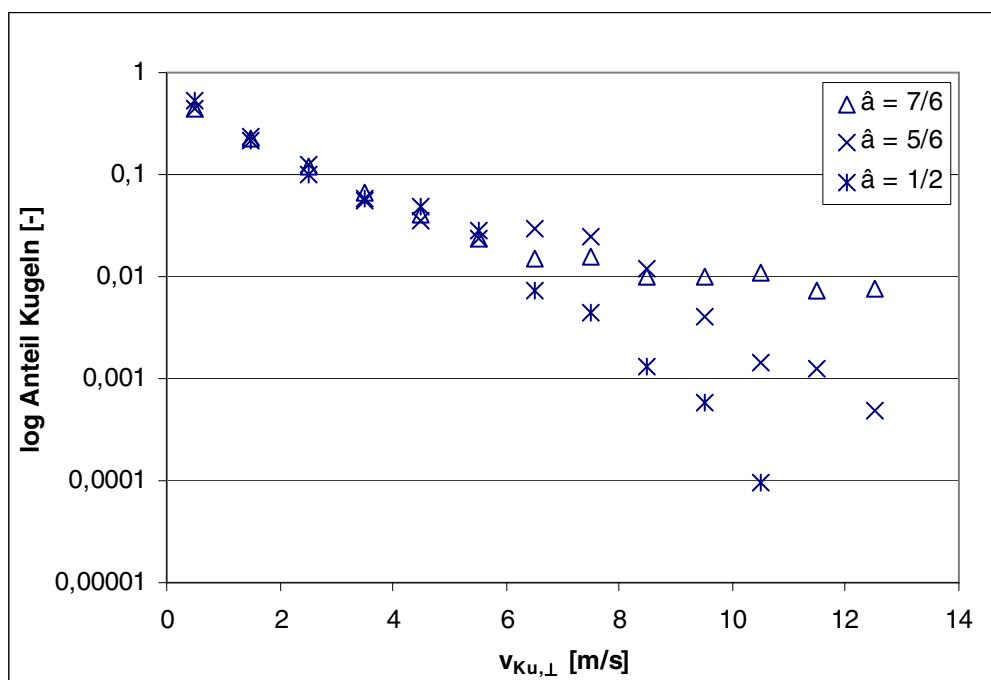


Anhang Abb. 20: Spezialkonstruktion einer vollständig durchsichtigen Strahlkammer aus Glas mit gehärtetem Stahldeckel

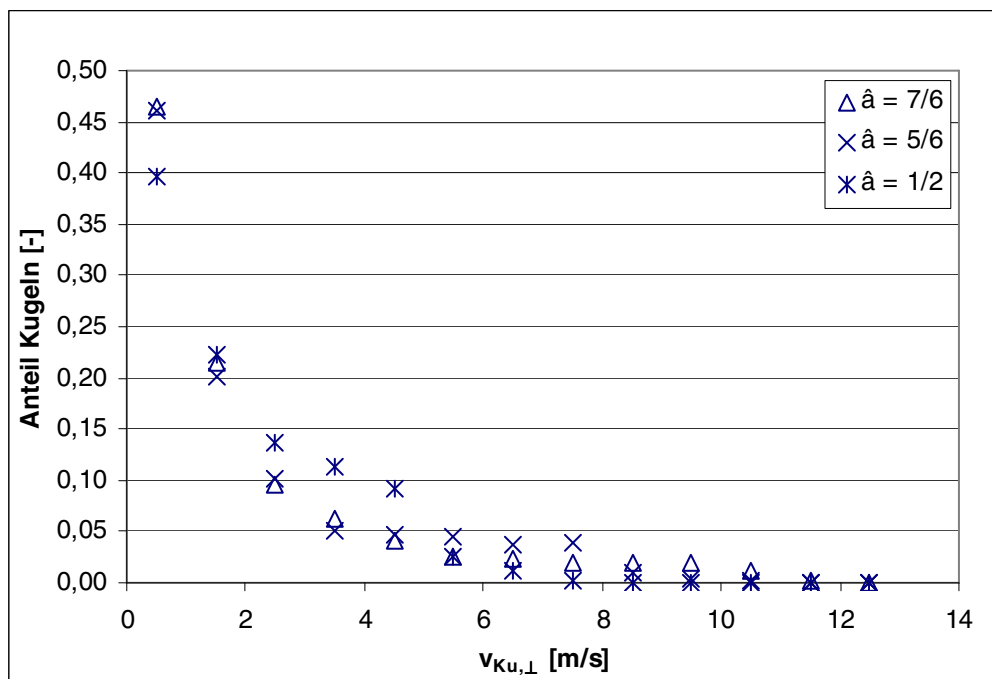
Zu Kapitel 5.3 Auswertung der Aufnahmen und Darstellung der Messergebnisse



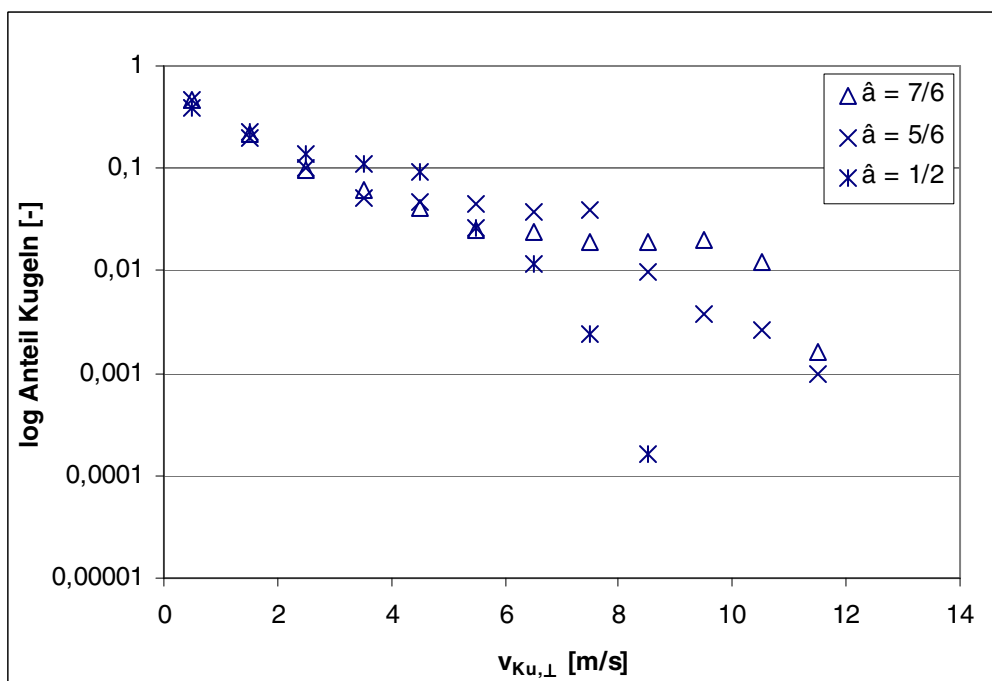
Anhang Abb. 21: Darstellung der Kugelgeschwindigkeitsverteilung orthogonal zur Sonotrodenoberfläche bei Variation der Schwingungsamplitude der Sonotrode; Strahlmittel 1 mit $d_{Ku,St} = 1,5$ und $m_{Sm} = 2,5$



Anhang Abb. 22: Logarithmische Auftragung der Kugelanteile über den jeweiligen Geschwindigkeitsklassen zur Verdeutlichung der Unterschiede bei großen Strahlmittelgeschwindigkeiten; Variation der Schwingungsamplitude \hat{a} ; Strahlmittel 1 mit $d_{Ku} = 1,5$ und $m_{Sm} = 2,5$

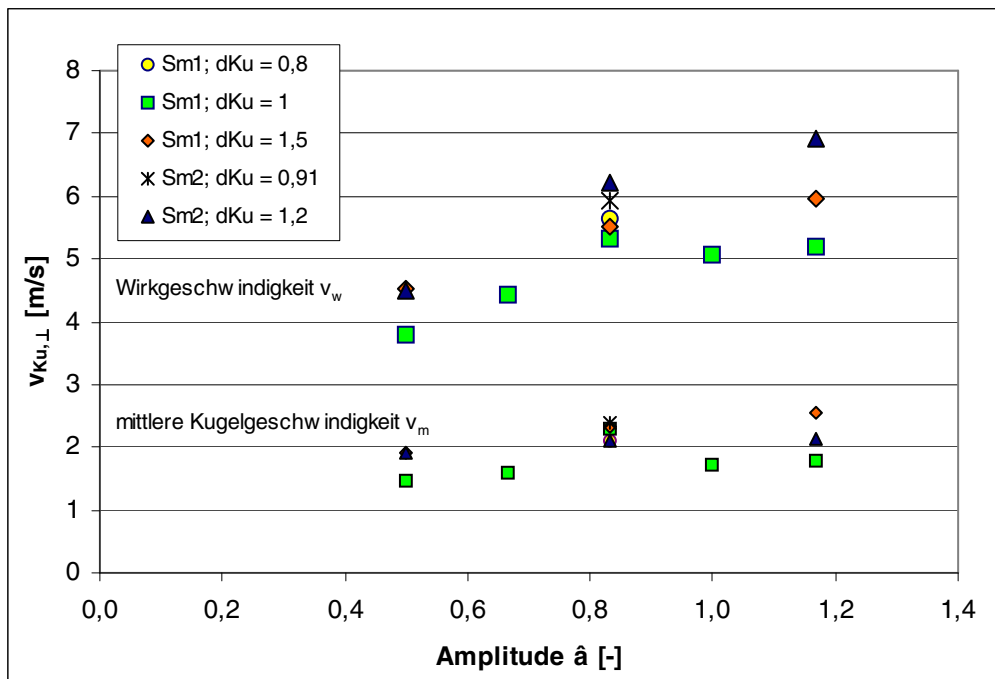


Anhang Abb. 23: Darstellung der Kugelgeschwindigkeitsverteilung orthogonal zur Sonotrodenoberfläche bei Variation der Schwingungsamplitude der Sonotrode; Strahlmittel 2 mit $d_{Ku} = 1,2$ und $m_{Sm} = 2,5$



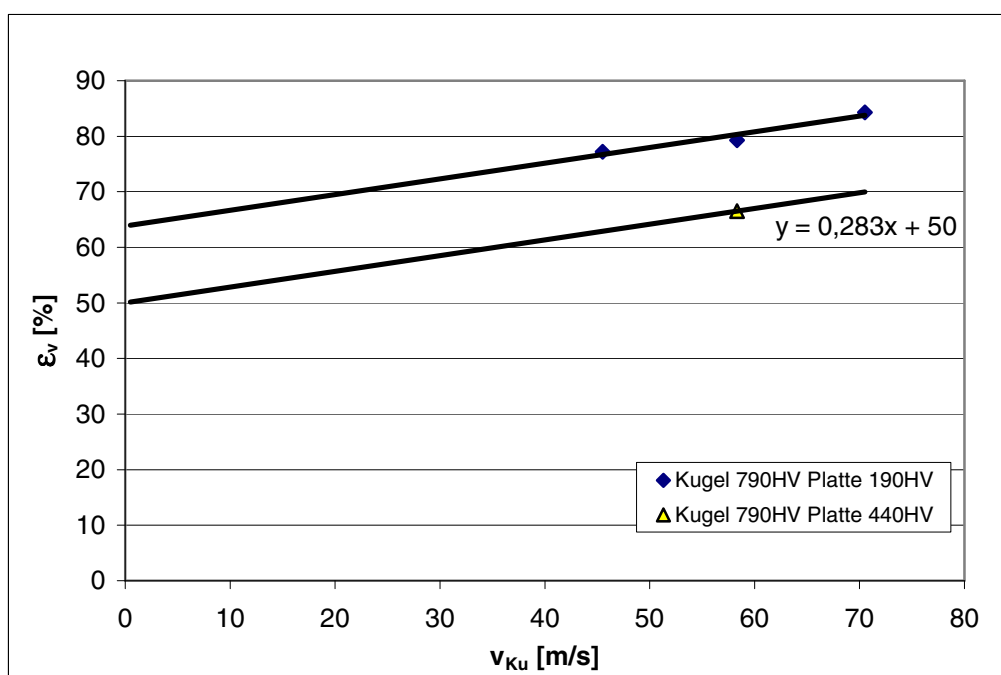
Anhang Abb. 24: Logarithmische Auftragung der Kugelanteile über den jeweiligen Geschwindigkeitsklassen zur Verdeutlichung der Unterschiede bei großen Strahlmittelgeschwindigkeiten; Variation der Schwingungsamplitude \hat{a} ; Strahlmittel 2 mit $d_{Ku} = 1,2$ und $m_{Sm} = 2,5$

Zu Kapitel 6.2.1 Definition der Kugelgeschwindigkeit



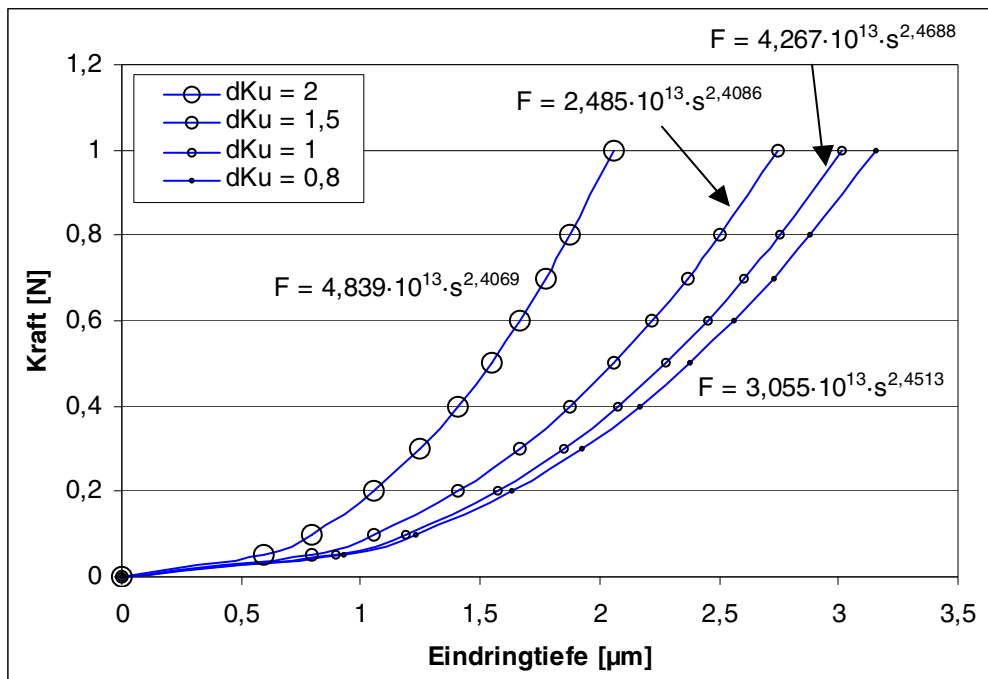
Anhang Abb. 25: Graphische Darstellung der aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen abgeleiteten mittleren Kugelgeschwindigkeit und Wirkgeschwindigkeit aller in der Glaskammer untersuchten Parametervariationen; $m_{Sm2,dKu=0,91} = 1,1$; alle anderen $m_{Sm} = 2,5$

Zu Kapitel 6.2.2.1 Stoßzahl und Energiekoeffizient

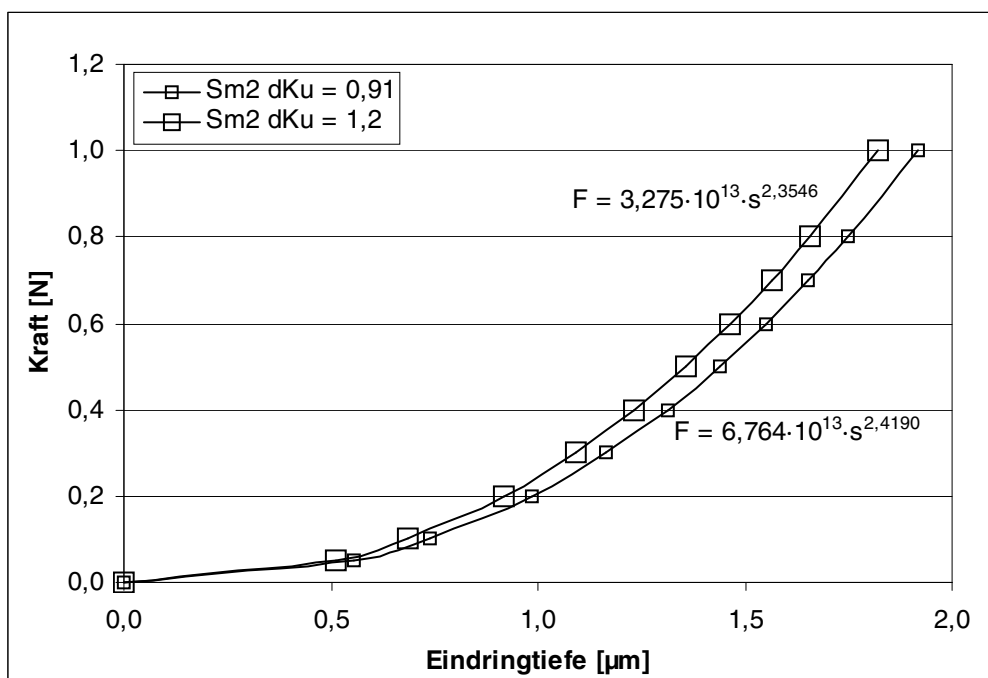


Anhang Abb. 26: Abhängigkeit des Energiekoeffizienten ϵ_v von der Kugelgeschwindigkeit; von Gommel ermittelte Werte [116] mit Extrapolation auf den Härtewert von Stahl (C45E)

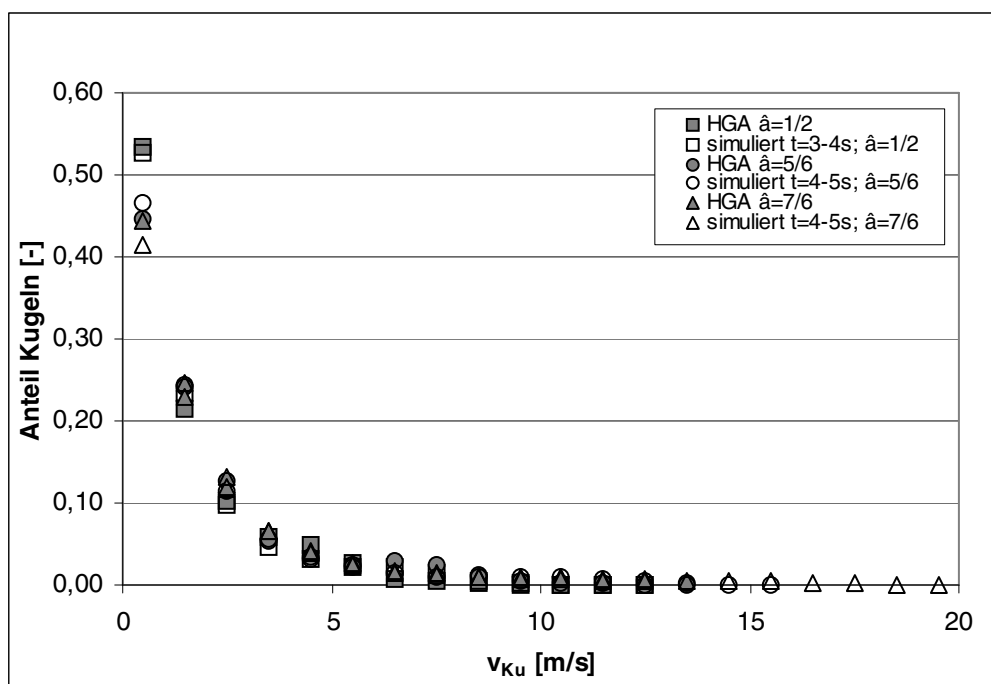
Zu Kapitel 7.2 Entwicklung einer Simulationssoftware



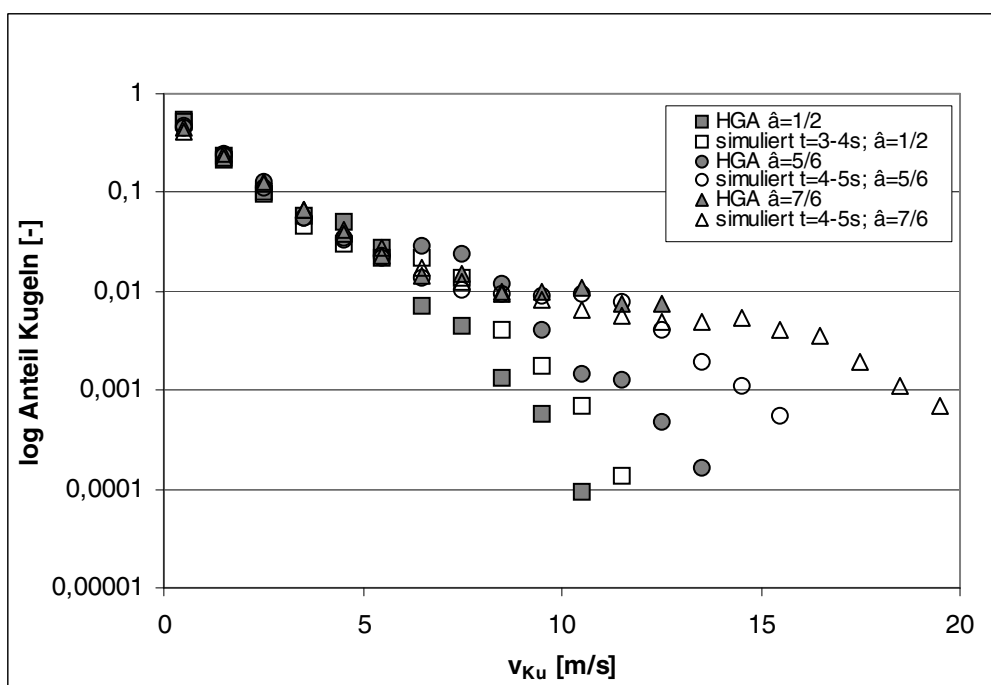
Anhang Abb. 27: FEM-Simulation der Kugeleindringtiefe auf die durch mehrfache Kugeleinschläge aufgehärteten Sonotrode in Abhängigkeit von der wirkenden Kraft beim Kugelaufprall von Strahlmittel 1



Anhang Abb. 28: FEM-Simulation der Eindringtiefe der Kugel relativ zur Oberfläche der Sonotrode in Abhängigkeit von der wirkenden Kraft beim Kugelaufprall von Strahlmittel 2 mit Darstellung der ermittelten Funktionen

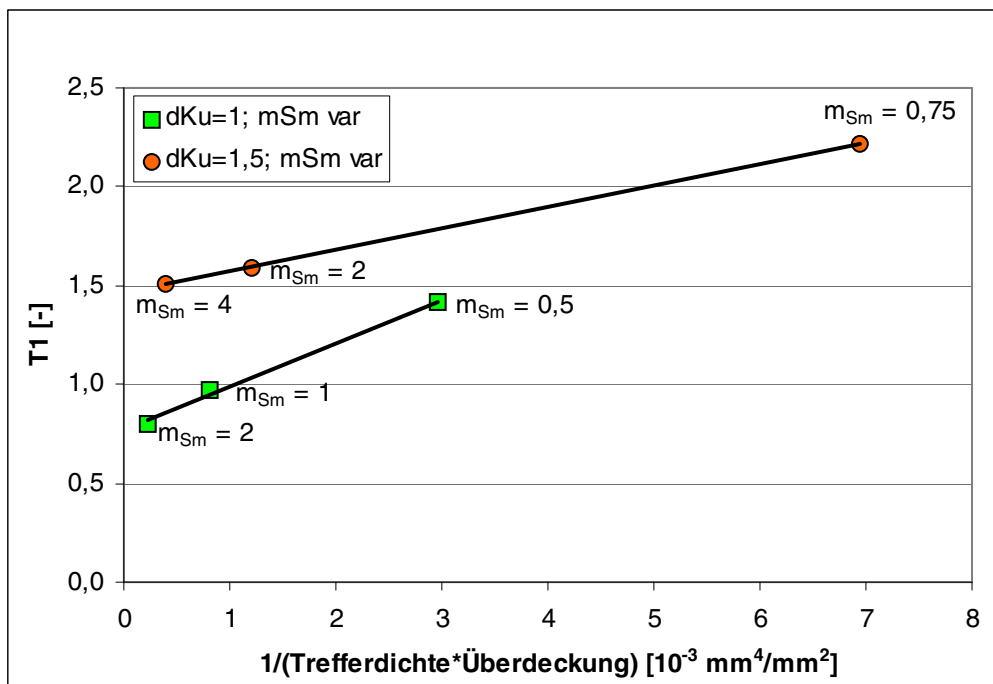


Anhang Abb. 29: Vergleich der Geschwindigkeitsverteilung experimentell ermittelt aus Hochgeschwindigkeitsaufnahmen (HGA) und aus der Simulation der Kugelbewegungen in der Glaskammer bei Strahlmittel 1 mit $d_{Ku} = 1,5$ und den drei verschiedenen Schwingungsamplituden; Prozessdauer der Simulation $t = 2$ s



Anhang Abb. 30: Logarithmische Auftragung des Anteils der Kugeln über der jeweiligen Kugelgeschwindigkeitsklasse in der Glaskammer aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen (HGA) und simuliert bei Strahlmittel 1 mit $d_{Ku} = 1,5$ und den genannten Schwingungsamplituden; Prozessdauer der Simulation $t = 2$ s

Zu Simulationsergebnisse vs. experimentelle Ergebnisse Kapitel 7.4.2 Sättigungszeit



Anhang Abb. 31: Sättigungszeit aufgetragen über dem Sättigungsquotienten aus den Ergebnisse der Simulation für zwei verschiedene Kugeldurchmesser und bei Veränderung der Strahlmittelmenge

Berechnung des Geschwindigkeitsverlusts durch Luftreibung (Luft, $v = 20^\circ\text{C}$)

Herleitung und Rechenbeispiele zum Beweis der Vernachlässigbarkeit der Luftreibung:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{3 \cdot \rho_F}{4 \cdot \rho_{Ku} \cdot d_{Ku}} \cdot C_w(\text{Re}) \cdot v_{Ku}^2 \quad \text{Anhang Formel 1}$$

Bei Beschränkung auf den Stokes-Bereich mit $C_w(\text{Re}) = 24/\text{Re}$ reduziert sich diese Gleichung zu

$$\frac{dv}{dt} = - \frac{18 \cdot \eta_F}{\rho_{Ku} \cdot d_{Ku}^2} \cdot v_{Ku} \quad \text{Anhang Formel 2}$$

Vereinfacht man den Term mit

$$\tau = \frac{\rho_{Ku} \cdot d_{Ku}^2}{18 \cdot \eta_F} \quad \text{Anhang Formel 3}$$

ergibt sich durch Lösung des Integrals die Gleichung

$$v_{Ku} = v_{Ku,0} \cdot \exp\left\{-\frac{t}{\tau}\right\} \quad \text{Anhang Formel 4}$$

Die sich daraus ergebenden resultierenden Geschwindigkeitsveränderungen sind bei Kammerhöhen bis max. $h_{Ka} = 4$ derart gering ($\ll 1\%$), dass die getroffene Vereinfachung damit gerechtfertigt ist.

Bei Strahlmittel 1 mit $d_{Ku} = 1,5$ ergeben sich bei einer Kammerhöhe von $h_{Ka} = 1$ in Abhängigkeit der Kugelgeschwindigkeit nach Impulsaufnahme durch die Sonotrode folgende luftreibungsbedingte Geschwindigkeiten vor dem Aufprall auf die Bauteiloberfläche:

$v_{Ku,0}$ [m/s]	v_{Ku} [m/s]	$v_{Ku}/v_{Ku,0}$ [%]
1	0,9991	0,09
5	4,9991	0,02
10	9,9991	0,01
15	14,9991	0,01
20	19,9991	0,00
25	24,9991	0,00

Anhang Tabelle 2: Einfluss der Luftreibung auf die Geschwindigkeit der Kugel vor dem Bauteilaufprall bei einer Flughöhe, die $h_{Ka} = 1$ entspricht

Bei einer Kammerhöhe von $h_{Ka} = 4$ verändern sich die Kugelgeschwindigkeiten wie folgt:

$v_{Ku,0}$ [m/s]	v_{Ku} [m/s]	$v_{Ku}/v_{Ku,0}$ [%]
1	0,9962	0,37
5	4,9962	0,07
10	9,9962	0,04
15	14,9962	0,02
20	19,9962	0,02
25	24,9962	0,01

Anhang Tabelle 3: Einfluss der Luftreibung auf die Geschwindigkeit der Kugel vor dem Bauteilaufprall bei einer Flughöhe, die $h_{Ka} = 4$ entspricht

Zu Kapitel 7.3 Verifikation des Simulationsmodells

Experimentelle Bestimmung der Stoßzahlen

Deckel der Kammern		
Zurückgelegter Weg [mm]	vorher	nachher
KS_10	6,5	6
Deckel Sonotrode	13,5	12
Amplitude $\hat{a} = 5/6$	15	14
	10	9
	16	14
	5,2	4,5
	12,5	11,7
	8,5	8
	9,2	8,5
	11,7	10,5
		0,91

Anhang Tabelle 4: Bestimmung der Stoßzahl für Kugeln nach dem Aufprall auf die Kammerdeckel aus gehärtetem Stahl. Bildung des Quotienten der zurückgelegten Strecken vor und nach dem Aufprall, die aus den angefertigten Hochgeschwindigkeitsaufnahmen entnommen wurden.

Kammerwand POM		
Zurückgelegter Weg [mm]	vorher	Nachher
Versuch 5 Video 2	22	17
POM Sonotrode	15	12
Amplitude $\hat{a} = 5/6$	6	5
	5,5	4,5
	12	9,5
	15,5	12,5
	16,5	14
	13	10
	10,5	9
	13,5	11
		0,81

Kammerwand POM		
Zurückgelegter Weg [mm]	vorher	Nachher
Versuch 5 Video 10	7	5,7
POM \perp Sonotrode	3,5	3
Amplitude $\hat{a} = 7/6$	14	11
	6,5	5,5
	4	3,5
	11	8
	15	12
	4,7	3,7
	4,5	3,5
	5,5	4
		0,80

Anhang Tabelle 5: Bestimmung der Stoßzahl für Kugeln nach dem Aufprall auf einer in die Glas-kammer eingebauten Probe aus POM. Bildung des Quotienten der zurückgelegten Strecken vor und nach dem Aufprall, die aus den angefertigten Hochgeschwindigkeitsaufnahmen entnommen wurden.

Direkt aus der Simulation:

Geschwindigkeitsklasse [m/s]	Anteil an Kugeln [-]
0,25	0,2624
0,75	0,2031
1,25	0,1436
1,75	0,1003
2,25	0,0672
2,75	0,0463
3,25	0,0305
3,75	0,0244
4,25	0,0179
4,75	0,0146
5,25	0,0124
5,75	0,0094
6,25	0,0074
6,75	0,0065
7,25	0,0054
7,75	0,0050
8,25	0,0050
8,75	0,0046
9,25	0,0041
9,75	0,0047
10,25	0,0046
10,75	0,0050
11,25	0,0040
11,75	0,0039
12,25	0,0025
12,75	0,0015
13,25	0,0012
13,75	0,0007
14,25	0,0006
14,75	0,0006
15,25	0,0003
15,75	0,0003
16,25	0,0001
16,75	0,0001
17,25	0,0000
17,75	0,0000
18,25	0,0000

Zusammengefasst für Vergleich mit den HGA:

Geschwindigkeitsklasse [m/s]	Anteil an Kugeln [-]
0,50	0,47
1,50	0,24
2,50	0,11
3,50	0,05
4,50	0,03
5,50	0,02
6,50	0,01
7,50	0,01
8,50	0,01
9,50	0,01
10,50	0,01
11,50	0,01
12,50	0,00
13,50	0,00
14,50	0,00
15,50	0,00

1	Summe aller Kugelanteile
0,74	Anteil Kugeln ohne Geschwindigkeitsklasse $v_{Ku} = 0,25 \text{ m/s}$ ($0 \leq v_{Ku} \leq 0,5 \text{ m/s}$)

Anhang Tabelle 6: Auflistung der Simulationsergebnisse in Form der Geschwindigkeitsklassen und der dazugehörigen Anteile an Kugeln. Strahlparameter: Strahlkammer aus Glas; Strahlmittel 1; $d_{Ku} = 1,5$; $m_{sm} = 2,5$; $\hat{a} = 5/6$

III. Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig erarbeitet, verfasst und keine anderen als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe. Alles wörtlich oder sinngemäß übernommene Gedankengut ist in der Arbeit als solches gekennzeichnet.

Philipp Thümmler

München, den 22.02.09